объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-80-526

А.В.Сидоров

ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ТОМАСА-ФЕРМИ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

Направлено в ЯФ

1980

Сидоров А.В. P2-80-526

Обобщение метода Томаса-Ферми
в квазипотенциальном подходе

Построен релятивистский аналог метода Томаса-Ферми, основанный на релятивистском трехмерном двухчастичном квазипотенциальном уравнении, вместо уравнения Шредингера. В качестве приложения дана оценка числа узких состояний кваркония.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Sidorov A.V. P2-80-526

Generalization of the Tomath-Fermi Method
in the Quasipotential Approach

The Tomath-Fermi approach based on the relativistic three-dimensional two-particle equation is developed. As an application a number of narrow bound states of quarkonium is calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе в рамках квазипотенциального подхода строится релятивистский аналог статистического метода Томаса-Ферми. При этом за основу берется релятивистское трехмерное двухчастичное* квазипотенциальное уравнение [1]:

$$(2E_q - 2E_p)\Psi_q(\vec{p}) = (2\pi)^{-3} \int \frac{d\vec{k}}{E_k} V(\vec{p},\vec{k};E_q)\Psi_q(\vec{k}),$$
$$E_k^2 - \vec{k}^2 = E^2 - \vec{p}_p^2 = m^2, \quad h = c = 1. \qquad /1.1/$$

Оно было получено на основе ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля [3] и техники ковариантного приравнивания времен двух частиц у волновой функции /ВФ/ уравнения Бете-Солпитера [4].

В уравнении /1.1/ импульсы всех частиц находятся на массовой поверхности:

$$p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2. \qquad /1.2/$$

Для решения уравнения /1.1/ удобно перейти в нем к введенному в [5] релятивистскому конфигурационному представлению /РКП/.

Это представление вводится путем разложения ВФ относительного движения двух частиц, например, кварка и антикварка, по функциям

$$\xi(\vec{p},\vec{r}) = \left(\frac{E_p - \vec{p}\vec{r}}{m}\right)^{-1-irm}; \quad \vec{r} = r\vec{n}; \ \vec{n}^2 = 1, \qquad /1.3/$$

образующим полную систему на поверхности массового гиперболоида /1.2/ и реализующим унитарные неприводимые представления группы Лоренца [6], вместо плоских волн $\exp(i\vec{p}\vec{r})$.

В РКП уравнение /1.1/ для радиальной части ВФ с определенным значением орбитального квантового числа ℓ принимает вид конечно-разностного уравнения:

---

* О методе Томаса-Ферми, развитом на основе одночастичного уравнения Дирака, см., например, в [2].

$$[\mathrm{ch}(i\lambda \frac{d}{dr}) + \frac{\lambda^2 \ell(\ell+1)}{r(r+i\lambda)} \exp(i\lambda \frac{d}{dr}) - X(r)] R_{n\ell}(r) = 0, \qquad /1.4/$$

$$X(r) = \frac{2m + E - V(r)}{2m}, \quad \lambda = \frac{h}{mc}, \qquad /1.5/$$

$$\Psi_{n\ell m}(\vec{r}) = \frac{R_{n\ell}(r)}{r} Y_{\ell m}(\theta, \phi). \qquad /1.6/$$

В дальнейшем будем считать, что взаимодействие кварка и антикварка описывается некоторым эффективным сферически симметричным потенциалом $V(r)$ $(V(r=0)=0)$, заданным в РКП. В нерелятивистском пределе $(m \to \infty)$ $\xi(\vec{p}, \vec{r}) \to \exp(i\vec{p}\vec{r})$, так что пространство векторов $\vec{r}$ переходит в обычное координатное пространство, а уравнение /1.4/ - в уравнение Шредингера.

В следующем параграфе выведено выражение для плотности кварков в РКП, а в §3 получена оценка числа узких состояний в системах $b\bar{b}$ и $t\bar{t}$.

2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ТОМАСА-ФЕРМИ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КОНЕЧНОРАЗНОСТНОГО УРАВНЕНИЯ

Пусть связанные состояния кварка и антикварка, составляющих мезон, заполняют энергетические уровни с энергией связи меньше некоторой фиксированной величины E_F.

Для плотности кварков в этой системе, в полной аналогии с нерелятивистским случаем [8], имеем

$$\rho(r) = \sum_{E_{n\ell m} < E_F} |\Psi_{n\ell m}(\vec{r})|^2 = \sum_{E_{n\ell m} < E_F} \frac{R^2_{n\ell}(r)}{r^2} |Y_{\ell m}(\theta, \phi)|^2 . \qquad /2.1/$$

Суммирование по азимутальному квантовому числу m снимается с помощью соотношения

$$\sum_{m=-\ell}^{\ell} |Y_{\ell m}(\theta, \phi)|^2 = \frac{2\ell+1}{4\pi}, \qquad /2.2/$$

что приводит к выражению

$$\rho(r) = \sum_{E_{n\ell} < E_F} \frac{R^2_{n\ell}(r)}{r^2} \frac{2\ell+1}{4\pi}. \qquad /2.3/$$

В работе [9] было предложено решать уравнение /1.4/ методом ВКБ. Воспользуемся выражением для радиальной части ВФ, полученным в квазиклассическом приближении [10]:

$$R_{n\ell}(r) = C[X^2(r) - 1 - (\lambda\Lambda/r)^2]^{-1/4} \times$$

$$\times \cos \int_{r_-}^{r} \frac{dr}{\lambda} \ln[X(r) + \sqrt{X^2(r) - 1 - (\lambda\Lambda/r)^2}], \qquad /2.4/$$

где $r_{-(+)}$ - классическая точка поворота, определяемая из условия

$$X(r_{-(+)}) = \sqrt{1 + (\lambda\Lambda/r)^2}; \ \Lambda = \ell + \frac{1}{2}. \qquad /2.5/$$

Константа C определяется из условия нормировки ВФ:

$$\int_0^\infty R^2_{n\ell}(r)\,dr = 1,$$

откуда следует

$$|C|^2 = \frac{1}{\pi} \frac{dE_{n\ell}}{dn}. \qquad /2.6/$$

Подставим /2.4/ в /2.3/ и заменим среднее значение квадрата косинуса на 1/2:

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi^2} \sum_{E_{n\ell}<E_F} \frac{dE_{n\ell}}{dn} \frac{2\ell+1}{r^2}[X^2(r) - 1 - (\lambda\Lambda/r)^2]^{-1/2}. \qquad /2.7/$$

Перейдем при фиксированном ℓ от суммирования по n к интегрированию по X:

$$\sum_n \frac{dE_{n\ell}}{dn}[X^2(r) - 1 - (\lambda\Lambda/r)^2]^{-1/2} =$$

$$= \frac{2}{\lambda} \int_{X_-}^{X_+} dX[X^2 - 1 - (\lambda\Lambda/r)^2]^{-1/2}. \qquad /2.8/$$

Интегрирование в правой части /2.8/ производится от

$$X_- = [2m + E_F - V(r)]/2m[1 + \lambda\Lambda/r)^2]^{1/2}$$

до

$$X_+ = \sqrt{1 + (\lambda\Lambda/r)^2}.$$

При $X < X_-$ ВФ затухает экспоненциально, поэтому ее вкладом в $\rho(r)$ можно пренебречь:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^2\lambda} \sum_\ell \frac{2\ell+1}{r^2} \operatorname{Arch} \frac{X(r)}{\sqrt{1 + (\lambda\Lambda/r)^2}}. \qquad /2.9/$$

Воспользуемся теперь тем, что $d/d\ell[1+(\lambda\Lambda/r)^2] = 2\lambda^2\Lambda^2/r^2$, и заменим суммирование по ℓ на интегрирование:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^2\lambda^3}\int\limits_1^X d[1+(\lambda\Lambda/r)^2]^{1/2}\ \mathrm{Arch}\frac{X}{[1+(\lambda\Lambda/r)^2]^{1/2}} = \qquad /2.10/$$

$$= \frac{X(r)\sqrt{X^2(r)-1}-\mathrm{Arch}\,X(r)}{(2\pi)^2\lambda^3}.$$

Этот же результат может быть получен интегрированием по объему в пространстве импульсов:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int\frac{d^3\vec{k}}{m^{-1}\,k_0}, \quad k_0^2-\vec{k}^2 = m^2. \qquad /2.11/$$

В выражении /2.11/ удобно перейти к гиперболическим координатам: $m\vec{n}_k\,\mathrm{sh}\chi = \vec{k}$, $m\,\mathrm{ch}\chi = k_0$, что дает

$$\rho(r) = \frac{m^3}{(2\pi)^2}(\mathrm{sh}\chi_F\,\mathrm{ch}\chi_F-\chi_F), \qquad /2.12/$$

где

$$\mathrm{ch}\chi_F(r) = [2m+E_F-V(r)]/2m.$$

Соотношения /2.10/ и /2.12/ позволяют вычислить полное число состояний с энергией ниже E_F:

$$N = 4\pi\int\limits_0^{r_+}\rho(r)\,r^2dr. \qquad /2.13/$$

Область применимости выражений /2.9/, /2.10/, /2.12/, /2,13/ совпадает с областью применимости квазиклассического подхода в уравнении /1.4/.

В нерелятивистском пределе выражения /2.9/, /2.10/, /2.12/, /2.13/ переходят в свои нерелятивистские аналоги /8/.

3. ОЦЕНКА ЧИСЛА УЗКИХ СОСТОЯНИЙ КВАРКОНИЯ

Как известно, наиболее легкие связанные состояния двух тяжелых кварков $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$, т.е. Ψ и Υ-частицы, имеют большое время жизни и малую полную ширину распада. Объясняется это тем, что для них энергетически запрещены распады с подхватом из моря пары легких кварков:

$$Q\bar{Q} \to Q\bar{q}+\bar{Q}q\,;\ Q = s, c, b, t\ldots;\ q = u, d \qquad /3.1/$$

а распад на легкие адроны подавлен по правилу Окубо-Цвейга-Иизуки. Однако для высоколежащих уровней системы $Q\bar{Q}$ распад /3.1/становится энергетически возможным. Представляет интерес оценить возможное число уровней системы двух тяжелых кварков, лежащих ниже порога реакции /3.1/.

А. Прежде чем применить результаты предыдущего раздела, произведем вычисления в рамках нерелятивистской кварковой модели, которая успешно применяется для описания свойств связанных состояний двух тяжелых кварков[11]. В этой модели масса мезона определяется как

$$M_{Q\bar{Q}} = 2m_Q + E^{\text{св.}}_{QQ}, \qquad /3.2/$$

где $E^{\text{св.}}_{Q\bar{Q}}$ - энергия связи, определяемая из уравнения Шредингера. Порог реакции /3.1/ задается условием $M_{Q\bar{Q}} < 2M_{Q\bar{q}}$ или $E^{\text{пор.}}_{Q\bar{Q}} = 2m_q + 2E^{\text{св.}}_{Q\bar{q}}$, где $E^{\text{св.}}_{Q\bar{q}}$ - энергия связи основного уровня в системе $Q\bar{q}$. Пороговое значение энергии связи $E^{\text{пор.}}_{Q\bar{Q}}$ зависит от приведенной массы системы $Q\bar{q}$, а следовательно, определяется массой легкого кварка m_q и не зависит от массы тяжелого кварка[12]. Однако нерелятивистское описание системы $Q\bar{q}$ не обосновано, т.к.

$$m_Q m_q/(m_Q+m_q) \approx m_q - E^{\text{св.}}_{Q\bar{q}} .$$

В работе[12] на основе условия квантования Борна-Зоммерфельда было определено число s-состояний ($\ell=0$), лежащих ниже порога

$$n^{\ell=0}_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{4} + c\sqrt{m_Q}. \qquad /3.3/$$

Существует два узких s-состояния в семействе Ψ-частиц, т.е. $n^{\ell=0}_{c\bar{c}} = 2$. Это позволяет зафиксировать константу C и получить для Υ-частиц оценку $n^{\ell=0}_{b\bar{b}} = 3$[12], что и подтверждено экспериментально.

Оценим теперь полное число уровней системы $Q\bar{Q}$, лежащих ниже порога. Имеем

$$N_{Q\bar{Q}} = 4\pi \int_0^R \rho_{Q\bar{Q}}(r) r^2 dr, \qquad /3.4/$$

где $\rho_{Q\bar{Q}}(r)$ - плотность кварков в потенциальной яме, при условии, что заполнены все энергетические уровни вплоть до $E^{\text{пор}}_{Q\bar{Q}}$. В приближении Томаса-Ферми для плотности $\rho_{Q\bar{Q}}(r)$ имеем

$$\rho_{Q\bar{Q}}(r) = \int_{|\vec{k}|<k_{\text{пор.}}} \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} = \frac{k^3_{\text{пор.}}(r)}{6\pi^2}, \qquad /3.5/$$

где

$$k^2_{пор}(r)/2\mu = E^{пор.}_{Q\bar{Q}} - V(r), \quad \mu_Q = m\ /2.$$

Подставляя /3.5/ в /3.4/ и определяя R из условия $E^{пор}_{Q\bar{Q}} - V(R) = 0$, получаем

$$N_{Q\bar{Q}} = A m_Q^{3/2}. \qquad /3.6/$$

В системе $c\bar{c}$ ниже порога лежат 5 уровней: два s-уровня $1s$ и $2s$ и трехкратно вырожденный p-уровень. Таким образом, $N_{c\bar{c}} = 5$ и согласно /3.6/ для $s\bar{s}$-, $b\bar{b}$- и $t\bar{t}$-систем в предположении, что $E^{пор}_{Q\bar{Q}}$ и $V(r)$ не зависят от вида кварков, имеем

$$N_{Q\bar{Q}} = 5(m_Q/m_c)^{3/2}. \qquad /3.7/$$

В табл.1 представлены предсказания для $N_{Q\bar{Q}}$ в предположении, что m_s = 0,5 ГэВ, m_c = 1,37 ГэВ/11/, m_b = 4,79 ГэВ/11/, m_t = 20 ГэВ/13/.

Таблица 1

Оценка числа узких состояний в системе $Q\bar{Q}$ в нерелятивистском случае

$Q\bar{Q}$	m_Q /ГэВ/	$N_{Q\bar{Q}}$	$n^{\ell}_{Q\bar{Q}}$			
			$\ell = 0$ /11/	$\ell = 1$	$\ell = 2$	$\ell = 3$
$s\bar{s}$	0,5	1	1,3			
$c\bar{c}$	1,37 /10/	5	2	1		
$b\bar{b}$	4,79 /10/	33	3,5	2,1	2	1
$t\bar{t}$	20 /12/	280	6,9	4,5	4,9	3,3

Соотношение /3.3/ может быть обобщено на случай произвольного фиксированного значения числа ℓ. Для этого воспользуемся модифицированным квазиклассическим условием квантования:

$$\int_0^R dr \sqrt{m_Q[E^{пор.}_{Q\bar{Q}} - V(r)]} = \pi\left(n + \frac{\ell}{2} - \frac{1}{4}\right), \qquad /3.8/$$

получаем

$$n^{\ell}_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{4} - \frac{\ell}{2} + B\sqrt{m_Q}\,. \qquad /3.9/$$

В системе $c\bar{c}$ ниже порога лежит лишь один p уровень. Условие $n^1_{c\bar{c}} = 1$ позволяет зафиксировать константу B и получить $n^1_{b\bar{b}} = 2,$ $n^1_{t\bar{t}} = 4{,}5$.

До сих пор мы конкретизировали вид потенциала $V(r)$. Однако порядок расположения уровней в спектре зависит от вида потенциала. Полагая, что $V(r) \sim r$, делаем заключение, что ниже порога лежат следующие уровни системы $b\bar{b}$:

$$1s,\ 1p,\ 2s,\ 1D,\ 2p,\ 1F,\ 3s,\ 2D, \qquad /3.10/$$

которые вместе составляют 26 состояний. Остальные 7 состояний принадлежат уровню 1G, который, таким образом, имеет энергию, близкую к пороговой. В табл.1 приведены значения $n^{\ell}_{Q\bar{Q}}$. В случае $\ell = 2$ и $\ell = 3$ мы воспользовались результатом /3.10/, согласно которому $n^2_{b\bar{b}} = 2$, $n^3_{b\bar{b}} = 1$.

Б. Переходя к оценкам в рамках релятивистского подхода, предположим, что потенциал $V(r)$ является линейным: $V(r) = \sigma r$, а коэффициент σ не зависит от вида кварков.

Квазиклассическое условие квантования в РКП получено в работе [10]:

$$I(\chi_n) = \chi_n \operatorname{ch}\chi_n - \operatorname{sh}\chi_n = \frac{\sigma}{2m_Q^2}\pi\left(n + \frac{\ell}{2} - \frac{1}{4}\right). \qquad /3.11/$$

Отсюда находим число состояний $n^{\ell}_{Q\bar{Q}}$:

$$n^{\ell}_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{4} - \frac{\ell}{2} + \frac{2m_Q^2}{\pi\sigma} I(\chi_Q^{пор}), \qquad /3.12/$$

где

$$\operatorname{ch}\chi_Q^{пор} = \frac{2m_Q + E_Q^{пор}}{2m_Q}.$$

Согласно [14], выберем следующие значения масс кварков: $m_c = 1{,}21$ ГэВ, $m_b = 4{,}46$ ГэВ, а в качестве массы t -кварка выберем минимальное из приведенных в [18] значений: $m_t = 20$ ГэВ. Предположим также, что для всех тяжелых кварков

$$E^{пор}_{Q\bar{Q}} = 2m_D - 2m_c = 1{,}86. \qquad /3.13/$$

Результаты оценок по формуле /3.12/ представлены в табл.2.

Таблица 2

Оценка числа узких состояний в системе $Q\bar{Q}$ в рамках релятивистского подхода $V(r)=\sigma r$, $E^{пор.}_{Q\bar{Q}}=1,31$

$Q\bar{Q}$	m_Q /ГэВ/	$N_{Q\bar{Q}}$	$n^{\ell}_{Q\bar{Q}}$			
			$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=3$
$c\bar{c}$	1,21	5	2	1	-	-
$b\bar{b}$	4,46	35	3,6	2,2	2	1
$t\bar{t}$	20	330	7,5	5,0	5,0	3,5

Полное число узких состояний оценим с помощью формулы /2.13/. В случае линейного потенциала интеграл в правой части /2.13/ легко вычисляется:

$$N_{Q\bar{Q}}=\frac{m_Q^6}{\pi^4\sigma^3}J(\chi_Q^{пор}), \qquad /3.14/$$

$$J(\chi)=\frac{sh^5\chi}{30}+\frac{19}{36}sh^3\chi+\frac{7}{12}sh\chi-\frac{\chi}{4}ch\chi-\frac{\chi}{3}ch^3\chi. \qquad /3.15/$$

Фиксируя σ из условия $N_{c\bar{c}}=5$, получаем $N_{b\bar{b}}=35$ и $N_{t\bar{t}}=330$ /см. табл.2/.

Данные таблиц 1 и 2 свидетельствуют о том, что число узких состояний в релятивистском случае несколько больше, чем в нерелятивистском.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нерелятивистском приближении Томаса-Ферми удается получить дифференциальное уравнение для потенциала

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}rV(r)=aV(r)^{3/2}.$$

При этом используется уравнение Пуассона: $\nabla^2V(r)=4\pi\rho(r)$. Мы надеемся в дальнейшем найти аналог уравнения Пуассона в РКП. Это позволит, используя результаты §2, вывести уравнение, которому удовлетворяет потенциал $V(r)$ в РКП.

Автор признателен В.Г.Кадышевскому, С.П.Кулешову и Н.Б.Скачкову за обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.380.

2. Мигдал А.Б. Фемироны и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
3. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, B6, p.125.
4. Faustov R.N. Ann.Phys., 1973, 78, p.176.
5. *Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M.*, Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1968, 55A, p.233; ЭЧАЯ, 1972, 2, №3, с.635.
6. Шапиро И.С. ДАН СССР, 1956, 106, с.647.
7. Freeman M., Mateev M.D., Mir-Kasimov R.M. Nucl.Phys., 1969, B12, p.197.
8. Мигдал А.Б. Качественные методы в квантовой теории. "Наука", М., 1975.
9. Донков А.Д. и др. В кн.: Взаимодействие адронов при высоких энергиях. Материалы Межд.конф., Баку, 24-7 апреля 1972 г./; Изд-во Ин-та физики АН АзССР, Баку, 1972, с.5; В кн.: Труды IV Международного симпозиума по нелокальным теориям поля, Алушта, 1976. ОИЯИ, Д2-9788, Дубна, 1976.
10. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ЯФ, 1980, т.31, с.1332.
11. Quigg C., Rosner J.L. FERMILAB-PUB-79/22-THY, Batavia, 1979.
12. Quigg C., Rosner J.L. Phys.Lett., 1978, 72B, p.462.
13. Krammer M., Krasemann H., Ono S. DESY 80/25, 1980.
14. Сидоров А.В., Скачков Н.Б. ОИЯИ, Р2-80-45, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел 25 июля 1980 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

Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
Р1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна 1978. /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 1978.	5 р. 00 к.
Р18-12147	Труды III совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач.	2 р. 20 к.

Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д-12965	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Минск, 1979.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979.	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 28810. Тираж 635. Уч.-изд. листов 1,01.
Редактор Т.Я.Жабицкая.
Набор В.С.Румянцевой, Е.М.Граменицкой.
Макет Н.А.Киселевой. Подписано к печати 05.11.80.