СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 12032

В.И.Иноземцев, В.А.Мещеряков

ОПИСАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АМПЛИТУД УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД В МЕТОДЕ УНИФОРМИЗАЦИИ

1978

P2 - 12032

В.И.Иноземцев, В.А.Мещеряков

ОПИСАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АМПЛИТУД УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД В МЕТОДЕ УНИФОРМИЗАЦИИ

P2 - 12032

Иноземцев В.И., Мещеряков В.А.

Описание высокоэнергетического поведения амплитуд упругого рассеяния вперед в методе униформизации

Рассматривается представление амплитуд упругого рассеяния адронов вперед в виде рядов Дирихле в комплексной плоскости униформизующей переменной, построенное с учетом соотношений кварковой модели. Показано, что совокупность экспериментальных данных по процессам pp-, $\pi^{\pm}p$-, $p\bar{p}$, $K^{\pm}p$ -рассеяния вперед может быть описана на основе сделанных предположений. Обсуждается вопрос о границах применимости используемого метода.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

P2 - 12032

Inozemtsev V.I., Mescherjakov V.A.

Description of High Energy Elastic Forward Scattering Amplitudes by the Uniformization Method

The properties of hadronic forward scattering amplitudes in the complex plane of uniformizing variable are considered. A representation for these amplitudes as a Dirichlet series is constructed with the use of quark model relations. It is shown that the experimental dara on pp, $\pi^{\pm}p$, $p\bar{p}$, $K^{\pm}p$ -scattering can be described on the basis of this representation. The range of applicability of the method is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Вопросам систематики полных сечений адрон-протонных взаимодействий при высоких энергиях посвящено значительное число работ [1-6], основанных на гипотезе о кварковой, либо кварк-партонной структуре адронов. Поскольку простая аддитивная $SU(3)$-симметричная модель кварк-кварковых взаимодействий описывает экспериментальные данные лишь с точностью $\sim 20\%$, в работах [2-6] были предложены различные феноменологические схемы нарушения аддитивности и $SU(3)$-симметрии, позволяющие достичь удовлетворительного согласия с экспериментом. По-видимому, наиболее экономным способом подобные нарушения вводятся в предложенной Липкиным [2,3] трехкомпонентной модели, в которой оба эффекта связаны с универсальной компонентной в кроссинг-четной амплитуде рассеяния вперед вида $N_q N_{ns} F(s)$, где N_q - полное число валентных кварков и антикварков в рассеивающемся адроне, N_{ns} - число нестранных кварков и антикварков.

В этой модели естественным образом выполняется эмпирическое соотношение $2\sigma_t(\pi P)/(\frac{2}{3}\sigma_{PP}+\sigma_{KP})\sim 1$, установленное в экспериментах на серпуховском ускорителе [7] и справедливое с точностью до $\sim 2\%$ при $E_{лаб} \gtrsim 50$ ГэВ. Однако физическая интерпретация подобной компоненты в кроссинг-четной амплитуде представляется весьма затруднительной. В работах [4], основанных на кварк-партонном варианте аддитивной модели, зависимость от чисел кварков вида $N_q N_{ns}$ вводится феноменологически на уровне распределения $SU(2)$-симметричного "моря" кварк-антикварковых пар в адронах. Предложенный Липкиным [2] механизм перерассеяния f-реджеона и померона не приводит к нужному результату - вклад точек ветвления, обусловленных перерассеянием редж еонов, является отрицательным[8] и не воспроизводит экспериментально наблюдаемых отклонений от предсказаний аддитивной кварковой модели. Следует также отметить, что описание всей совокупности экспериментальных данных по формулам работ[2–4] носит лишь качественный характер (отношение χ^2 к числу степеней свободы N_D составляет 4÷5[6].

В данной работе мы рассмотрим возможность совместного описания экспериментальных данных по процессам упругого $\bar{p}p$-, pp-, $\pi^{\pm}p$-, $K^{\pm}p$-рассеяния вперед на основе метода униформизации[9], позволяющего ввести представление амплитуд в виде рядов, сходящихся в некоторой области комплексной плоскости униформизующей переменной. Соотношения между коэффициентами подобных разложений устанавливаются на основе простого варианта нарушения $SU(3)$-симметрии и аддитивности в кварковой модели.

Рассмотрим амплитуды адрон-протонного рассеяния $F_{\pm}^{(A)}$, обладающие определенной четностью по отношению к кросс-преобразованию и нормированные условием

$$Im\ F_{\pm}^{(A)} = \sigma_{tot}^{(\bar{A}p)} \pm \sigma_{tot}^{(Ap)}, \qquad (1)$$

выполняющимся на верхнем берегу правого разреза в комплексной плоскости переменной $\nu = \frac{(s-u)}{4M}$ (M – масса протона). Предположим, как и в работах[6,9], что в переменной $w = \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\nu}{\nu_0}$ функции $F_{\pm}^{(A)}$ являются мероморфными, то есть w является униформизующей переменной, учитывающей многолистную структуру римановой поверхности $F_{\pm}^{(A)}$. Изменение величины "эффективного порога" несущественно в окрестности бесконечно удаленной точки ветвления ($\nu \gg \nu_0$), и в дальнейшем мы положим $\nu_0 = M$. Функции $F_{\pm}^{(A)}$ имеют ряд полюсов на действительной оси w-плоскости и в полосах $\frac{1}{2} < |Re\ w| < \frac{3}{2}$, соответствующих резонансному рассеянию[9]. Предполагая, что массы резонансов ограничены сверху и воспользовавшись свойством мероморфности функций $F_{\pm}^{(A)}(w)$, мы можем представить $F_{\pm}^{(A)}(w)$ в виде рядов Дирихле[11], сходящихся в верхней полуплоскости $Im\ w > w_0 > 0$:

$$F_{\pm}^{(A)} = \sum_j c_j^{(\pm)(A)} e^{i\beta_j^{(\pm)} w}, \quad Im\ \beta_j^{(\pm)} = 0 . \qquad (2)$$

Найдем ограничения на коэффициенты c_j, следующие из условий вещественности и кроссинг-симметрии. Комбинируя эти условия таким образом, чтобы аргументы $F_{\pm}^{(A)}$ находились в верхней полуплоскости[9], приходим к равенствам

$$F_{\pm}^{(A)*}(w) = \mp F_{\pm}^{(A)}(-w^*), \qquad (3)$$

эквивалентным условиям

$$(c_j^{(\pm)(A)})^* = \mp c_j^{(\pm)(A)}. \qquad (4)$$

Для нахождения соотношений между различными $c_j^{(\pm)(A)}$ необходимо учесть кварковую структуру адронов $\{A\}$. С этой целью запишем сечения AP-рассеяния в виде[2]

$$\sigma_t^{(AP)} = \sum_j N_j^{(A)} (2\sigma_{jp} + \sigma_{jn}) + \sigma_t^{(2)},$$

где первое слагаемое представляет собой результат аддитивной кварковой модели ($N_j^{(A)}$ – число кварков (антикварков) i-го сорта в адроне A); $\sigma_t^{(2)}$ описывает отклонение от аддитивности, которое мы введем простейшим образом, полагая $\sigma_t^{(2)} = N_q^2 \tilde{\sigma}$. Относительно σ_{ij}, представляющих в аддитивной модели сечения "кварк-кваркового" рассеяния, естественно сделать предположение о точной $SU(2)$-симметрии:

$$\begin{aligned} &\sigma_{pp} = \sigma_{nn} = \sigma_1 ; \quad \sigma_{np} = \sigma_1 + \sigma_2 ; \\ &\sigma_{\lambda p} = \sigma_{\lambda n} = \sigma_1 + \sigma_3 ; \quad \sigma_{\bar{p}p} = \sigma_{\bar{n}n} = \sigma_1 + \tilde{\sigma}_1 ; \qquad (5) \\ &\sigma_{\bar{\lambda}p} = \sigma_{\bar{\lambda}n} . \end{aligned}$$

Мы используем также предположение[10]

$$\sigma_{\bar{p}n} - \sigma_{pn} = \sigma_{p\bar{\lambda}} - \sigma_{p\lambda} = \tilde{\sigma}_2 , \qquad (6)$$

достаточное для выполнения соотношений Джонсона-Треймана для разностей полных сечений мезон-барионного рассеяния. Анализ экспериментальных данных по pd-рассеянию, учитывающий систематические погрешности эксперимента, указывает на отсутствие компоненты с нулевым изоспином в нуклон-нуклонном рассеянии при высоких энергиях; поэтому естественно предположить, что $\sigma_2 = 0$. Таким образом, согласно (4–6), полные сечения могут быть представлены в виде

$$
\begin{aligned}
\sigma_{\bar{p}p} &= 9\sigma_1 + 5\tilde{\sigma}_1 + 4\tilde{\sigma}_2 + 9\tilde{\sigma}\,,\\
\sigma_{pp} &= 9\sigma_1 + 9\tilde{\sigma}\,,\\
\sigma_{K^-p} &= 6\sigma_1 + 2\tilde{\sigma}_1 + \tilde{\sigma}_2 + 3\sigma_3 + 4\tilde{\sigma}\,,\\
\sigma_{K^+p} &= 6\sigma_1 + 3\tilde{\sigma}_2 + 3\sigma_3 + 4\tilde{\sigma}\,,\\
\sigma_{\pi^-p} &= 6\sigma_1 + 2\tilde{\sigma}_1 + \tilde{\sigma}_2 + 4\tilde{\sigma}\,,\\
\sigma_{\pi^+p} &= 6\sigma_1 + \tilde{\sigma}_1 + 2\tilde{\sigma}_2 + 4\tilde{\sigma}\,.
\end{aligned}
\tag{7}
$$

Разложения (2) для функций $F_{\pm}^{(A)}(w)$, позволяющие воспроизвести структуру сечений (7), при учете соотношений (4) удобно записать в форме

$$
F_-^{(p)}(w) = 5\alpha_1^{(-)} e^{i\beta_1^{(-)}w} + 4\alpha_2^{(-)} e^{i\beta_2^{(-)}w}\,,
$$

$$
F_-^{(\pi)}(w) = \frac{1}{2}F_-^{(K)}(w) = \alpha_1^{(-)} e^{i\beta_1^{(-)}w} - \alpha_2^{(-)} e^{i\beta_2^{(-)}w}\,,
$$

$$
\begin{aligned}
F_+^{(p)}(w) &= i\Big[9\alpha_1^{(+)} e^{i\beta_1^{(+)}w} + 9\alpha_2^{(+)} e^{i\beta_2^{(+)}w} + 5\alpha_1^{(-)} e^{i\beta_1^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_1^{(-)}}{2} + 4\alpha_2^{(-)} e^{i\beta_2^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_2^{(-)}}{2}\Big]\,,\\
F_+^{(K)}(w) &= i\Big[6\alpha_1^{(+)} e^{i\beta_1^{(+)}w} + 4\alpha_2^{(+)} e^{i\beta_2^{(+)}w} + 3\alpha_3^{(+)} e^{i\beta_3^{(+)}w} + 2\alpha_1^{(-)} e^{i\beta_1^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_1^{(-)}}{2} + 4\alpha_2^{(-)} e^{i\beta_2^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_2^{(-)}}{2}\Big]\,,\\
F_+^{(\pi)}(w) &= i\Big[6\alpha_1^{(+)} e^{i\beta_1^{(+)}w} + 4\alpha_2^{(+)} e^{i\beta_2^{(+)}w} + 3\alpha_1^{(-)} e^{i\beta_1^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_1^{(-)}}{2} + 3\alpha_2^{(-)} e^{i\beta_2^{(-)}w}\,\mathrm{tg}\,\frac{\beta_2^{(-)}}{2}\Big]\,,
\end{aligned}
\tag{8}
$$

где $\alpha_i^{(\pm)}$ – вещественные числа.

Для определения параметров $\alpha_i^{(\pm)}, \beta_i^{(\pm)}$ мы воспользовались методом наименьших квадратов. Существующие экспериментальные данные при энергиях $\nu \geq 10$ ГэВ аппроксимировались формулами (8). Следует отметить, что полученное при этом отношение χ^2/N_D составляет 1,2 для анализа только полных сечений. Включение в анализ данных по $\alpha = \mathrm{Re}F/\mathrm{Im}F$ для процессов $\bar{p}p$, pp -рассеяния, а также результатов последнего эксперимента по определению α для π^-p -рассеяния[12] и данных по дифференциальному сечению перезарядки $\pi^-p \to \pi^0 n$ при $t=0$ не приводит к существенным изменениям параметров $\alpha_i^{(\pm)}, \beta_i^{(\pm)}$. Отношение χ^2/N_D для всей совокупности экспериментальных данных по амплитудам упругого AP-рассеяния вперед при $\nu \geq 10$ ГэВ, рассматривавшихся в работах[6,9], а также данных работ[12-14] составляет 1,6, что значительно лучше результатов подгонки по формулам работ[2-4]. Значения параметров $\alpha_i^{(\pm)}, \beta_i^{(\pm)}$, входящих в (8), приведены в таблице 1.

Отметим, что интересную возможность проверки справедливости аналитической параметризации (2) в комплексной w -плоскости предоставляют дисперсионные правила сумм при конечных энергиях. Вклад низкоэнергетической области является существенным и оптимальным образом учитывается в правиле сумм, рассмотренном в работе[9] для кроссинг-симметричной амплитуды πp -рассеяния:

$$
\frac{4\pi f^2}{M\left(\frac{m_\pi^2}{4M^2}-1\right)} - \frac{4\pi^2}{3m_\pi}\left(1+\frac{m_\pi}{M}\right)(a_0^1 + 2a_0^3) + \int_{m_\pi}^{\nu_0} \frac{\nu(\sigma_{\pi^-p} + \sigma_{\pi^+p})\,d\nu}{\sqrt{\nu^2 - m_\pi^2}} = \frac{1}{2}\int_C \frac{\nu\,d\nu\, F_+^{(\pi)}(w(\nu))}{\sqrt{\nu^2 - m_\pi^2}}\,,
\tag{9}
$$

где f^2–пион-нуклонная константа связи, a_0^i – S – волновые длины πp – рассеяния; контур С представляет собой полуокружность радиуса ν_0 в верхней полуплоскости ν. Значения левой части (L) равенства (9) при различных ν_0 взяты из работы[9] и представлены в таблице 2 вместе с результатами вычислений правой части (R) по формулам (8). Данные таблицы 2 не противоречат возможности разложения униформизованной амплитуды $F_+^{(\pi)}(w)$ в ряд (2) в комплексной плоскости w.

Результаты анализа данных и экстраполяции величин α, σ_{tot} представлены на рис. 1-2. Следует подчеркнуть, что свойства римановой поверхности амплитуд отображаются переменной w приближенно, поскольку детальная структура сингулярностей, обусловленных неупругими порогами, не принимается во внимание в рамках данного подхода. Анализ поведения амплитуд на бесконечности требует учета этого обстоятельства, ограничивающего область применимости выражений (8). Отклонение экспериментальных данных от предсказаний (8) могло бы свидетельствовать, в частности, о существенном влиянии искажений, вносимых неупругими порогами при высоких энергиях, в структуру римановой поверхности амплитуд в окрестности бесконечно удаленной точки.

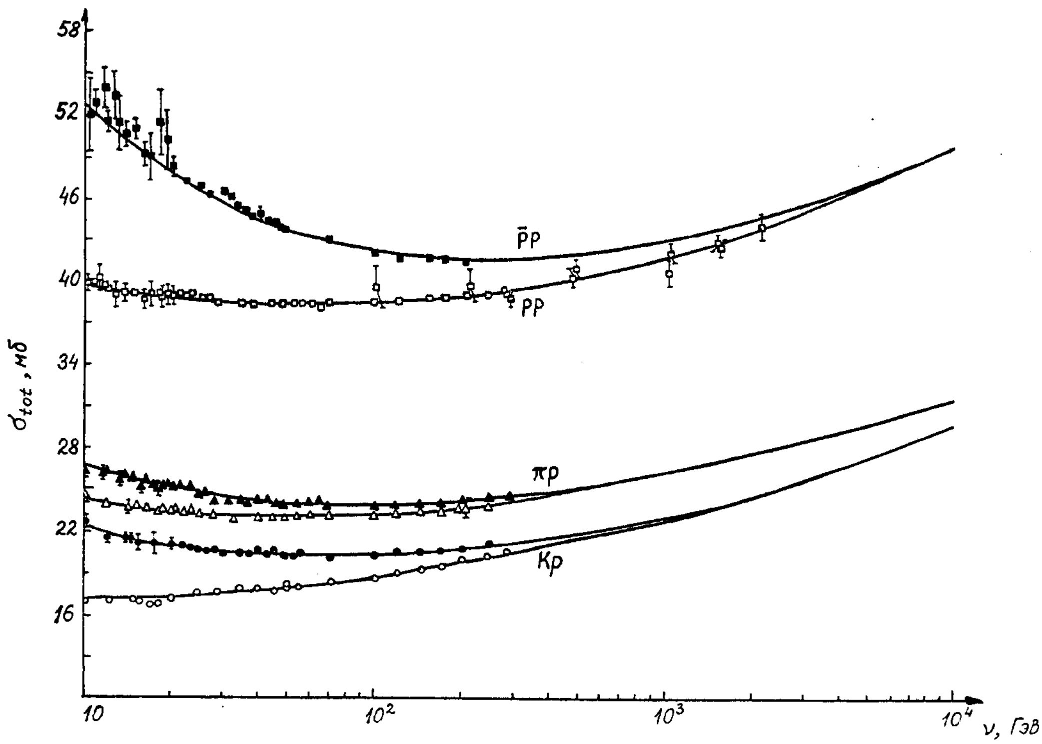

Рис. I. Полные сечения $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p^{-}$, $K^{\pm}p$ –рассеяния при $\nu \geq 10$ ГэВ.
■ , □ – экспериментальные данные по $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$, $\sigma_{tot}(pp)$;
▲ , △ – $\sigma_{tot}(\pi^{\pm}p)$; ●, ○ – $\sigma_{tot}(K^{\pm}p)$.

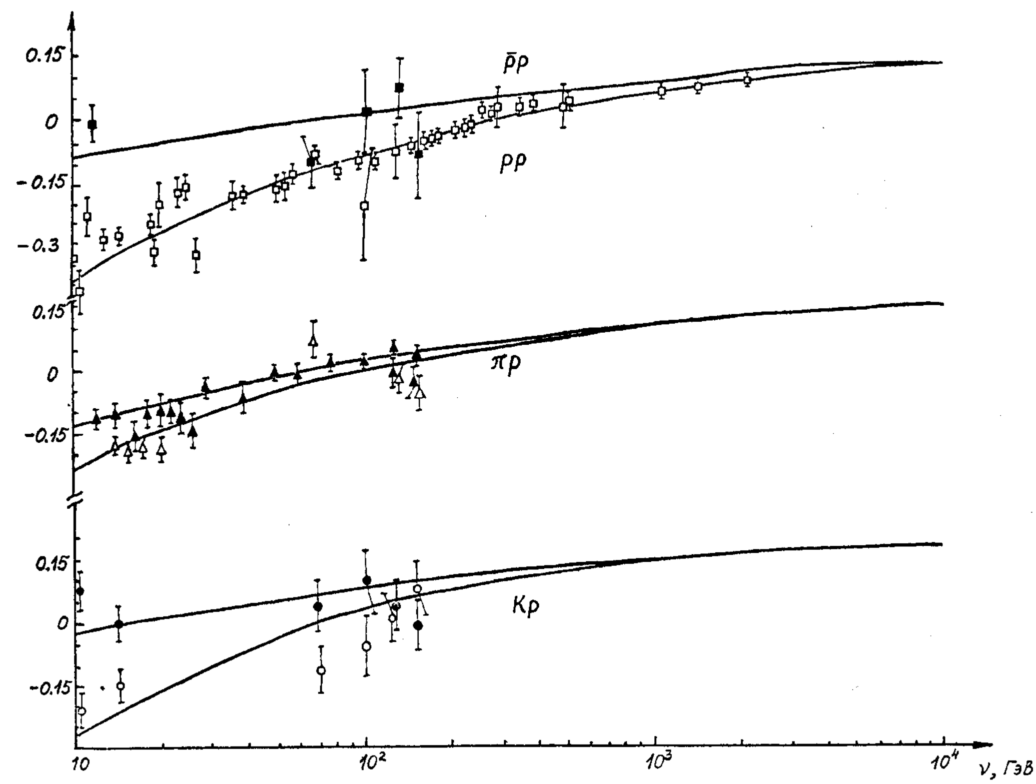

Рис. 2. Величина $\alpha = Re\,F / Im\,F$ для адрон-протонного рассеяния;
Экспериментальные данные обозначены так же, как на рис.I.

Таблица I

Величины параметров $\alpha_i^{(\pm)}$ (мб), $\beta_i^{(\pm)}$

$\alpha_1^{(+)}$	$2,76 \pm 0,02$	$\beta_1^{(+)}$	$-0,405 \pm 0,005$
$\alpha_2^{(+)}$	9.14 ± 0.10	$\beta_2^{(+)}$	$0,60 \pm 0,007$
$\alpha_3^{(+)}$	$-4.13 \pm 0,10$	$\beta_3^{(+)}$	$0,30 \pm 0,02$
$\alpha_1^{(-)}$	$17,1 \pm 0,2$	$\beta_1^{(-)}$	$1,658 \pm 0,014$
$\alpha_2^{(-)}$	$0,38 \pm 0,07$	$\beta_2^{(-)}$	$0,82 \pm 0,22$

Таблица 2

ν_0 (ГэВ)	$L \cdot 10^{-3}$ (ГэВ$^{-1}$)	$R \cdot 10^{-3}$ (ГэВ$^{-1}$)
70	10,77	10,29
80	12,08	11,59
90	13,38	12,88
100	14,68	14,18

Литература

1. H.J.Lipkin, F.Scheck. Phys.Rev.Lett. 16, 71 (1966); Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ,2, 105 (1965); J.J.J.Kokkedee, L.Van Hove. Nuovo Cim. 42, 711 (1966); H.J.Lipkin. Phys.Rep. 8, 175 (1973).
2. H.J.Lipkin. Nucl. Phys. B78, 381 (1974).
3. H.J.Lipkin. Phys.Rev. D11, 1827 (1975); D17, 366 (1978).
4. A.L.Licht, A.Pagnamenta. Nucl.Phys. B92, 1 (1975); A.L.Licht, A.Pagnamenta, T.R.Gerrity. Nuovo Cim. 36A, 285 (1976).
5. D.Joynson, B.Nicolescu. Nuovo Cim. 37A, 97 (1977).
6. В.П.Гердт, В.А.Мещеряков. Препринт ОИЯИ Р2-9572, Дубна, 1976.
7. Ю.П.Горин, С.П.Денисов, С.В.Донсков, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, Д.А.Стоянова. ЯФ,17, 309 (1973).
8. К.А.Тер-Мартиросян. ЯФ, 10, 1047 (1969); В.И.Лендьел, К.А.Тер-Мартиросян. Письма ЖЭТФ,11, 70 (1970).
9. В.П.Гердт, В.И.Иноземцев, В.А.Мещеряков. ЯФ,24, 176 (1976).
10. J.J.J.Kokkedee, Phys.Lett.,22, 88 (1966).
11. А.И.Маркушевич. Теория аналитических функций, "Наука", 1967.
12. J.R.Buro et al. Phys.Lett.,77B, 438 (1978).
13. A.V.Barnes et al. Phys.Rev.Lett., 37, 76 (1976).
14. U.Amaldi et al. Phys.Lett., 66B, 390 (1977).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1978 года