картон). Для получения радиотермограмм на черно-белых фотобумагах можно рекомендовать следующий примерный режим, соответствующий результатам, приведенным на рисунке.

1. Пропитка проявителем («Стандартный» № 1 двойная концентрация, с добавкой бензотриазола 0,5 *г/л*) 2÷20 *мин.*
2. Засветка (при равномерном световом потоке $\sim 10^{-2}$ *мвт/см*²) 0,5÷2 *сек.*
3. Экспозиция в СВЧ поле в зависимости от уровня мощности до 100 *сек.*
4. Фиксирование 10 *мин* и более.
5. Промывка.

Если принять за минимальную относительную оптическую плотность, которая может быть надежно различима визуально, значение $D=5\%$, то, как видно из рисунка, предельная чувствительность для цветной фотобумаги составляет $\sim 0{,}5$ *мвт/см*², а для черно-белой — 1,5 *мвт/см*². Из рисунка видно также, что черно-белой фотобумаге свойственна более высокая максимальная контрастность $(\partial D/\partial \Pi)$.

Полученные данные показывают, что в целом ряде задач, когда необходимо получить статическое изображение распределения интенсивности СВЧ-излучения, использование фотоматериалов весьма целесообразно, поскольку этот метод, отличаясь чрезвычайной простотой и доступностью, по чувствительности не уступает другим тепловым методам визуализации полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Koch B., Oertel P. H. Proc. IEEE, **55**, No. 3, 1967.
2. Augustine C. F. Electronics, **41**, No. 13, 1968.
3. Czysz Paul, Dixon W. Paul. Instrum. and Control, **41**, No. 10, 1968.
4. Бажулин А. П., Виноградов Е. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 8, № 5, 1968.
5. Jizuka K. Electronics, **41**, No. 7, 1968.
6. Зиновьев О. А. ЖЭТФ, 52, № 5, 1967.
7. Девятков М. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 1968.

Поступила в редакцию
4.2 1970 г.

Кафедра
радиотехники

В. С. ЗАМИРАЛОВ

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ КОНСПИРАЦИИ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Различные подходы к проблеме конспирации в процессах рождения векторных мезонов $\pi N \to \rho N$, $KN \to K^*N$ [1, 2] основаны прежде всего на данных по дифференциальным сечениям вперед [3, 4]. В то же время сейчас существует большая информация об угловых распределениях продуктов распада векторных мезонов при малых переданных импульсах и больших энергиях, которая активно используется в анализе этих реакций с помощью полюсов Редже [5].

Рассмотрим некоторые следствия для матричных элементов матрицы плотности $\rho_{mm'}$, вытекающие из соотношений конспирации и предположений относительно классификации пиона по 0 (4). В частности, значение $Re\rho_{10}$ не согласуется с гипотезой существования простых траекторий Редже π и π_e в классе III с $M=1$ [6].

Матрицу плотности определим в виде [7]

$$\rho_{mm'} = \Big\{ \sum_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}}} f^{t*}_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0m} \cdot f^{t}_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0m'} \Big\} \Big/ \sum_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} \lambda_V} | f^{t}_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0 \lambda_V} |^2, \qquad (1)$$

$$\rho_{00} + 2\rho_{11} = 1,$$

где $f^t_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0 \lambda_V}$ — спиральные амплитуды t-канала реакций $\pi N \to \rho N$ и $KN \to k^*N$.

Определим амплитуды, лишенные кинематических сингулярностей по S [8],

$$\tilde{f}^t_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0 \lambda_V} = \left(\sqrt{2} \sin \frac{\theta_t}{2}\right)^{-|\lambda + \lambda_V|} \left(\sqrt{2} \cos \frac{\theta_t}{2}\right)^{-|\lambda - \lambda_V|} f^t_{\lambda_N \lambda_{\overline{N}} 0 \lambda_V}, \qquad (2)$$

$$\lambda = \lambda_N - \lambda_{\overline{N}},$$

из которых построим линейные комбинации

$$\tilde{f}^{t\pm}_{\lambda_N\lambda_{\bar N}0\lambda_V} = \tilde{f}^{t}_{\lambda_N\lambda_{\bar N}0\lambda_V} \pm \tilde{f}^{t}_{-\lambda_N-\lambda_{\bar N}0\lambda_V}. \qquad (3)$$

Эти комбинации спиральных амплитуд удобны тем, что реджевская асимптотика в t-канале определяется вкладами траекторий одной четности [9].

Рассмотрим процессы рождения векторных мезонов с перезарядкой $\bar{\pi}p \to \rho^\circ n$ и $K^-p \to \overline{K^{*\circ}}n$. Они определяются вкладами траекторий (или разрезов) Редже с квантовыми числами π, A_1, A_2 и π, A_1, B, ρ, A_2 соответственно. При рождении векторных мезонов вперед определяющий вклад вносит спиральная амплитуда $\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}$, в которую могут входить траектории π и π, A_1, B. Для амплитуд с $\lambda_V = 1$ можно написать соотношение конспирации, исходя из требования аналитичности [10] или из симметрии 0 (4), обобщенной на случай неравных масс [11]:

$$\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}01} + i\tilde{f}^{t+}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}01} = 0 \qquad (4)$$

и его следствие

$$\tilde{f}^{t+}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}01} = 0. \qquad (5)$$

Выясним, какое решение справедливо для уравнения (4), тривиальное или конспиративное. Для простоты пренебрежем вкладом $\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}01}$, где доминирует A_1-траектория. В случае тривиального решения $\rho_{00} = 1$.

Из таблицы видно, что при $|t| \leqslant 0{,}2$ $(гэв/c)^2$ ρ_{00} находится в пределах $0{,}5 \leqslant \rho_{00} \leqslant 0{,}9$.

Если существующие данные правильно отражают поведение $\rho_{mm'}$ вперед, то (4) удовлетворяется нетривиальным образом. Тогда из 0 (4) следует, что вклад реджевских особенностей с $M = 1$ отличен от нуля [11, 12]. С другой стороны, плато в дифференциальном сечении вперед $\pi^-p \to \rho^\circ n$ и пик в сечении $K^-p \to \overline{K^{*\circ}}n$ [4] говорят в пользу существования вклада π-траектории класса II с $M = 0$. (Оставим пока вопрос, каким образом в классе II избавиться от лидирующей траектории с квантовыми числами A_1-мезона [14].) Кроме того, $\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}(M = 1) \sim t^{1/2}$, откуда $\rho_{00} = 0$, что не согласуется с данными при $|t| \leqslant 0{,}2$ $(Гэв/c)^2$. Предположим, что

$$\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00} = \tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}(M = 0) + \tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}(M = 1). \qquad (6)$$

Интерференция вкладов с $M = 0$; 1 дает отличный от нуля вклад в $Re\rho_{10}$:

$$2\,|Re\rho_{10}| = \sqrt{\rho_{00}(1 - \rho_{00})}\,|\cos(\varphi_0 - \varphi_1)| \qquad (7)$$

$\lvert t\rvert \lesssim 0{,}1 (Гэв/c)^2$	$q (Гэв/c)$	ρ_{00}[3,4]	ρ_{1-1}[3,4]	$Re\rho_{10}$(7)	$Re\rho_{10}$[3,4]
$\bar{\pi}p \to \rho^0 n$	4,16	0,80±10	—0,02±0,05	—0,16	—0,12±0,04
$\bar{\pi}p \to \rho^0 n$	8,0	0,584±0,10	0,033±0,025	—0,196	—0,178±0,020
$\bar{\pi}p \to \rho^0 n$	11,2	0,718±0,055	0,021±0,021	—0,180	—0,174±0,022
$K\bar{p} \to \overline{K^{*0}}n$	4,1	0,55±0,082	—0,033±0,067	—0,2	—0,070∓0,051
$K\bar{p} \to \overline{K^{*0}}n$	5,5	0,760±0,088	0,047±0,068	—0,179	—0,166±0,048
$K\bar{p} \to \overline{K^{*0}}n$	4,57	0,695±	0,070±0,086	—0,185	—0,178±0,075
$K\bar{p} \to \overline{K^{*0}}n$	10	0,60±0,09	0,16±0,04	—0,196	—0,210±0,060
$K\bar{p} \to \overline{K^{*0}}n$	11,2	0,588±0,048	0,040±0,034	—0,196	—0,143±0,026

$$\frac{Im\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}(M = 0)}{Re\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}00}(M = 0)} = \mathrm{tg}\,\varphi_0, \quad \frac{Im\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}01}(M = 1)}{Re\tilde{f}^{t-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}01}(M = 1)} = \mathrm{ctg}\,\varphi_1. \qquad (8)$$

Фаза реджевской амплитуды при обмене траекторией определяется только сигнатурным множителем. Поэтому, если мезон принадлежит классу II и входит еще с конспиратором в дублет по четности в классе III, то разность фаз ($\varphi_0-\varphi_1$) обращается в нуль. При этом (7) плохо согласуется с опытом. Если же сам π-мезон входит в класс II, а в классе III находится $\pi\rho$-разрез [14], то ($\varphi_0-\varphi_1$), вообще говоря, отлична от нуля.

При $(\varphi_0-\varphi_1)\approx 36°$ значения $Re\rho_{10}$ в формуле (7) хорошо согласуются с экспериментом (см. таблицу). Отсюда делаем вывод, что соотношение конспирации удовлетворяется нетривиальным образом не за счет дублета траекторией, а за счет разрезов.

Отметим, что при сделанных предположениях ρ_{1-1} обращается в нуль вперед для любого решения в (4) [5], опять в хорошем согласии с экспериментом. Анализ матрицы плотности для реакций с двойным рождением резонансов, по-видимому, еще больше позволит прояснить ситуацию. Эти реакции будут рассмотрены в другой работе.

Выражаю благодарность Л. Д. Соловьеву за внимание к работе, а также Н. П. Зотову, Е. М. Лейкину и Д. И. Минееву за интересное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frautchi S., Jones L. Phys. Rev., **163**, 1820, 1967.
2. Vecchia P. D., Drago F. Phys. Rev., **178**, 1187, 1969.
3. Eisner R. L., Johnson P. B. et al. Phys. Rev., **164**, 1966, 1967; Poirier, Biswas N. N. et al. Phys. Rev., **163**, 1462, 1967; Hyams B. D., Koch W. et al. Nucl. Phys. **B7**, 1, 1968.
4. Schweingruber F., Derrick M. et al. Phys. Rev., **166**, 1317, 1968; Kang Y. W., Phys. Rev., **176**, 1587, 1969; Aderholz M., Deutschmann M. et al. Nucl. Phys., **B5**, 567, 1968.
5. Dass G. V., Frogatt C. D. Nucl. Phys., **B8**, 661, 1968; B10, 151, 1969; Кайдалов А. Б., Карнаков Б. М. «Ядерная физика», **7**, 152, 1968.
6. Freedman D. Z., Wang J. M. Phys. Rev., **160**, 1560, 1967.
7. Gottfried K., Jackson J. D. Nuovo Cim., **33**, 906, 1964; 34, 1841, 1964 (e).
8. Wang L. L. Phys. Rev., **142**, 1187, 1966.
9. Gell-Mann M., Goldberger M. L. et al. Phys. Rev., **133**, B 145, 1964.
10. Halpern M. B. Phys. Rev., **160**, 1441, 1967.
11. Bitar K. Phys. Rev., **180**, 1477, 1969; Замиралов В. С., Шепелев Г. И. «Ядерная физика», **112**, 197, 1970.
12. Nath L., George D. J. Purdue University preprint, 1968.
13. Froland J., Gordon D. Phys. Rev., **177**, 2500, 1969.
14. Bertocchi L. Phys. Lett., **27B**, 212, 1968.

Поступила в редакцию
4.2 1970 г.

НИИЯФ

УДК 539.2.01.458

В. В. РЖЕВСКИЙ

ПРЕДЕЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛОВ И ПЛАВЛЕНИЕ

В работе [1] было найдено уравнение границы абсолютной устойчивости кубических гранецентрированных кристаллов в рамках метода Боголюбова и квазигармонического приближения. Сравнение полученных кривых границ абсолютной устойчивости кристаллов Ne и Ar с эмпирически известными для них кривыми плавления Симона [2], проведенное в [1], указывает на малую ширину метастабильной области и возможность отождествления в хорошем приближении кривой плавления с кривой абсолютной устойчивости кристалла.

В данной работе получено уравнение границы абсолютной устойчивости гексагональных плотно упакованных кристаллов (рассматривается, в частности, кристалл N_2), а также получены кривые границы для кубических гранецентрированных кристаллов Kr и Xe. При этом мы исходили из работ И. П. Базарова по теории кристаллического состояния, в которых развит метод функций распределения для кристалла.

Исходя из цепочки равновесных уравнений Боголюбова [3], в работах [4, 5] получено решение уравнения для классической одночастичной функции распределения кристалла и определена конфигурационная часть его свободной энергии в квазигармоническом приближении

$$F=-\frac{3}{2}N\theta\ln(2\pi\theta)+N\frac{\theta}{2}\ln D+U_0, \tag{1}$$