

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 π -разрез [14], то ($\varphi_0 - \varphi_1$), вообще говоря, отлична от нуля.

При ($\varphi_0 - \varphi_1$) $\approx 36^\circ$ 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. V. 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 Ag 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 Kг и Хе. 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

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

где $\theta = kT$, U_0 — статическая энергия кристалла, D — детерминат матрицы $\left\| \frac{\partial^2 u}{\partial q^\alpha \partial q^\beta} \right\|$, равный произведению диагональных элементов этой матрицы, приведенной к главным осям; u — потенциальная энергия частицы в узле решетки, равная удвоенному значению $u_0 = \frac{U_0}{N}$ энергии на одну частицу.

Найдем D в случае гексагональной плотной упаковки. В качестве координатных осей выберем гексагональные оси кристалла. При отклонении начальной частицы от положения равновесия на вектор $q(x, y, z)$ ее потенциальная энергия будет равна

$$u(q) = \sum_{i=1}^{N-1} \Phi(|q - q_i|) = \sum_{i=1}^{N-1} \Phi(\sqrt{(x - a_{ix})^2 + (y - a_{iy})^2 + (z - a_{iz})^2}). \quad (2)$$

В силу равноправия координатных осей x и y получим

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)_{q=0} = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{q=0} = \sum_k \left\{ \frac{\mu_k}{v_k^2} \Phi''(R_k) + \frac{z_k}{av_k} \Phi'(R_k) - \frac{\mu_k}{av_k^3} \Phi'(R_k) \right\}, \quad (3)$$

а для оси z

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)_{q=0} = \sum_k \left\{ \frac{\xi_k}{v_k^2} \Phi''(R_k) + \frac{z_k}{av_k} \Phi'(R_k) - \frac{\xi_k}{av_k^3} \Phi'(R_k) \right\}, \quad (4)$$

где

$$R_k = v_k a = a_j; \quad \mu_k = \sum_j^{z_k} \frac{a_{jx}^2}{a^2}, \quad \xi_k = \sum_j^{z_k} \frac{a_{jz}^2}{a^2},$$

z_k — число частиц на k -той координационной сфере, суммирование ведется по координационным сферам.

Возьмем в качестве $\Phi(R_k)$ потенциал Леннард — Джонса

$$\Phi(R_k) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{R_k} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{R_k} \right)^6 \right],$$

где ε и σ — постоянные. Тогда

$$u(0) = \sum_k z_k \Phi(R_k) = 4\varepsilon \left[A_{12} \left(\frac{\sigma}{a} \right)^{12} - A_6 \left(\frac{\sigma}{a} \right)^6 \right], \quad (5)$$

где $A_p = \sum_k \frac{z_k}{v_k^p}$ — так называемые решеточные суммы. Обозначая

$$B_p = \sum_k \frac{\mu_k}{v_k^p} \quad \text{и} \quad c_p = \sum_k \frac{\xi_k}{v_k^p},$$

находим

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)_{q=0} = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{q=0} = \frac{24\varepsilon}{\sigma^2} \left(\frac{\sigma}{a} \right)^8 \left\{ \left(\frac{\sigma}{a} \right)^6 [28B_{16} - 2A_{14}] - [8B_{10} - A_6] \right\}, \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)_{q=0} = \frac{24\varepsilon}{\sigma^2} \left(\frac{\sigma}{a} \right)^8 \left\{ \left(\frac{\sigma}{a} \right)^6 [28c_{16} - 2A_{14}] - [8c_{10} - A_6] \right\}.$$

Переходя к $L_1 = [28B_{16} - 2A_{14}]$, $L_2 = [8B_{10} - A_6]$, $L_3 = [28c_{16} - 2A_{14}]$, $L_4 = [8c_{10} - A_6]$, имеем

$$D = \left[\frac{24\varepsilon}{\sigma^2} \left(\frac{\sigma}{a} \right)^8 \right]^3 \left[\left(\frac{\sigma}{a} \right)^6 L_1 - L_2 \right]^2 \left[\left(\frac{\sigma}{a} \right)^6 L_3 - L_4 \right]. \quad (7)$$

Выражение (1) при использовании (7) приводит к уравнению состояния гексагональных плотно упакованных кристаллов

$$p = \frac{R}{V} \left(\frac{4\alpha\beta c^2 V^4 - (5\alpha + 6\beta) c V^2 + 7}{(1 - \alpha c V^2)(1 - \beta c V^2)} \cdot T - \frac{4\epsilon A_6}{k} \frac{(c V^2 - 2\gamma)}{c^2 V^4} \right), \quad (8)$$

где $R = kN$; k — постоянная Больцмана, V — молярный объем,

$$c = \frac{2}{N^2 \sigma^2}, \quad c V^2 = \left(\frac{a}{\sigma} \right)^6, \quad \alpha = \frac{L_2}{L_1}, \quad \beta = \frac{L_4}{L_3}, \quad \gamma = \frac{A_{12}}{A_6}.$$

Границы абсолютной устойчивости однородной фазы даются уравнением $\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T = 0$. В нашем случае, пользуясь (8), находим следующие параметрические уравнения этой границы:

$$p = \frac{4\sqrt{2}}{x^{15}} \frac{\epsilon A_6}{\sigma^3} \left(\left\{ 4 + \frac{2}{1 - \alpha x^6} + \frac{1}{1 - \beta x^6} \right\} T - (x^6 - 2\gamma) \right), \quad (9)$$

$$T = \frac{4\epsilon A_6}{kx^{12}} \frac{3x^6 - 10\gamma}{4 + \frac{2}{1 - \alpha x^6} + \frac{1}{1 - \beta x^6} - \frac{4\alpha x^6}{(1 - \alpha x^6)^2} - \frac{2\beta x^6}{(1 - \beta x^6)^2}},$$

где параметр $x = \frac{a}{\sigma}$.

Параметрические уравнения границы абсолютной устойчивости кубических гранцентрированных кристаллов были найдены в [1].

Получим в соответствии с (9) для кристалла N_2 и в соответствии с [1] для кристаллов Kr и He значения граничной температуры устойчивости T при разных давлениях и сравним их с экспериментально известными значениями температуры плавления для этих кристаллов [6, 7]. Результаты приведены в таблице.

N_2			Kr			He		
$p, \text{ атм}$	$T, \text{ }^\circ\text{К}$	$T_{\text{пл}}, \text{ }^\circ\text{К}$	$p, \text{ атм}$	$T, \text{ }^\circ\text{К}$	$T_{\text{пл}}, \text{ }^\circ\text{К}$	$p, \text{ атм}$	$T, \text{ }^\circ\text{К}$	$T_{\text{пл}}, \text{ }^\circ\text{К}$
0	60,61	63,14	5,5	109,8	115,9	5,5	148,4	161,5
20,6	60,775	63,584	110,5	113,4	119,1	126,0	154,2	165,2
29,4	60,845	63,788	144,6	114,7	120,1	147,3	155,2	167,1
44,6	60,967	64,120	259,3	118,6	123,5	259,2	150,4	171,4
51,2	61,019	64,266	597,4	130,4	133,2	596,2	176,3	184,0
66,2	61,140	64,602	794,1	137,3	138,6	794,1	185,7	191,1

Из таблицы видно, что полученные кривые границы абсолютной устойчивости кристаллов N_2 , Kr и He близки к эмпирическим кривым плавления Симона [6, 7]

$$\lg(p + a) = c \lg T + b, \quad (10)$$

где a, b, c — индивидуальные постоянные.

Это указывает на малую ширину метастабильной области для этих кристаллов и позволяет в хорошем приближении отождествить кривую плавления с кривой абсолютной устойчивости кристаллов. Поэтому такое рассмотрение фактически представляет собой теорию кривой плавления.

Выражаю глубокую благодарность И. П. Базарову за предложенную тему и обсуждение работы. Я также признателен Н. И. Кулик за консультацию по программированию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базаров И. П. «Физика твердого тела», 11, 840, 1969.
2. Simon F., Ruhemann M., Edwards W. Z. Phys. Chem., 6, 331, 1930.
3. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., Гостехиздат, 1946.
4. Базаров И. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 106, 1966.
5. Базаров И. П., Котенок В. В., Ржевский В. В. ДАН СССР, 182, 298, 1968.

Поступила в редакцию
 6.2 1970 г.

Кафедра
 квантовой статистики

УДК 537.591.2

Н. Н. ВОЛОДИЧЕВ, М. О. МАДЕЕВА

РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ≥ 500 Мэв ОТ ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ

7 июля 1966 г. в 0023UT была зарегистрирована хромосферная вспышка на Солнце балла 2В, которая достигла максимума в 0036UT. Солнечные космические лучи от этой вспышки были зарегистрированы за пределами атмосферы спутниками «Эксплорер-33», «ИМП-3» и «ОГО-3» [1] в стратосфере над Северной Скандинавией [2] и в районе Антарктической обсерватории Мирный [3].

6 июля этого же года на орбиту Земли была запущена космическая научная станция «Протон-3». Параметры орбиты спутника: апогей 630 км, перигей 190 км и наклонение 64°. На ИСЗ «Протон-3» наряду с другими приборами были установлены два

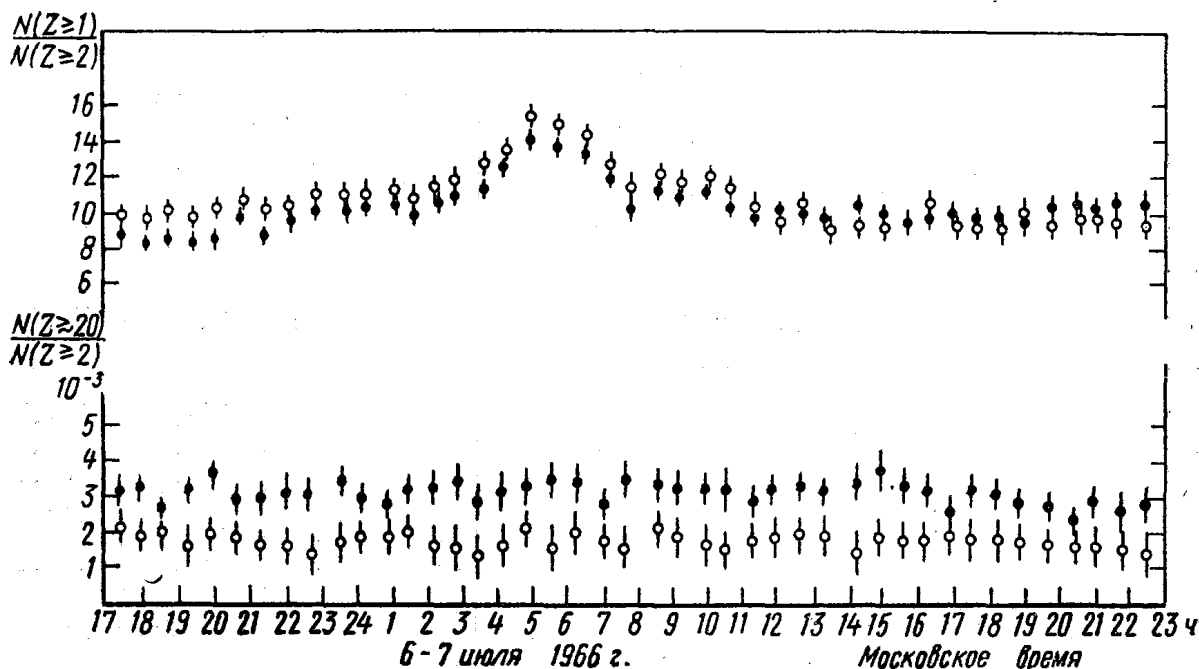


Рис. 1

прибора ДН-I и ДН-II для измерения потоков различных ядер первичного космического излучения галактического происхождения и солнечных космических лучей, генерируемых при хромосферных вспышках на Солнце. Каждый из этих приборов состоял из четырех черенковских счетчиков аналогичных черенковскому счетчику в приборе СЭЗ-I, установленному на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2» [4]. Выходы черенковских счетчиков были залараллелены, и все они управлялись одним телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков. Приборы ДН-I и ДН-II могли регистрировать протоны и ядра с кинетической энергией $E_p \geq 500$ Мэв/нукл и электроны с энергией более 20 Мэв. Геометрический фактор каждого прибора составлял около 300 см²стер [5].

В настоящей работе приводятся предварительные данные регистрации приборами ДН-I и ДН-II заряженных частиц во время вспышки на Солнце 7 июля 1966 г. На рис. 1 даны зависимости отношений потоков частиц с зарядами $Z \geq 1$ и $Z \geq 2$, $Z \geq 20$ и $Z \geq 2$, зарегистрированных на высоких широтах за 6,5 мин, от времени (темные точки относятся к данным, полученным на ДН-I, светлые — на ДН-II). По оси абсцисс отложено московское время, по оси ординат — отношение потоков частиц с различными зарядами. Из рис. 1 видно, что отношения $\frac{N(Z \geq 1)}{N(Z \geq 2)}$ имеют максимумы, и они соот-