«Полупроводниковые и микроэлектронные приборы» / И.Г. Пичугин, Ю.М. Таиров. – М.: Высш. шк., 1984. – 288 с.

3. Киселев, М.Г. Теоретическое обоснование рациональных параметров режима электроконтактной обработки проволочного инструмента / М.Г. Киселев, А.В. Дроздов, А.В. Москаленко, П.С. Богдан // Вестник ГГТУ им. П.О. Сухого. – № 3, 2012. – С. 3–10.

Ю.В. Белявский, Е.В. Белявский
(УО «ГГТУ им. П.О. Сухого», Гомель)
Науч. рук. **Авакян Е.З.**, канд. физ.-мат. наук, доцент

ФИТИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

На сегодняшний день никто не сомневается в том, что адроны состоят изкварков. На данный момент прилагаются значительные усилия для того, чтобы получить адекватное описание низкоэнергетической адронной физики, исходя из фундаментальных представлений КХД. Однако основная трудность при этом заключается в том, что теория возмущений КХД, основанная на асимптотической свободе, оказывается неприменимой при низких энергиях. Наряду с этим, неясным остается вопрос адронизации, т. е. возникновения бесцветных адронов в результате кварк-глюонного взаимодействия, а также и проблема конфайнмента, т. е. отсутствия кварков и глюонов в наблюдаемом спектре. В литературе существует целый ряд феноменологических и полуфеноменологических походов к описанию взаимодействия адронов в области конфайнмента (на расстояниях 0,3–1,0 Фм), значительное развитие получили кварковые модели. Одной из них является Модель Конфайнмированных Кварков (МКК) [1]. Модель базируется на определенных предположениях о структуре глюонного вакуума и механизме адронизации. В результате получается лагранжиан взаимодействия адронов с кварками:

$$L_M = \frac{g_M}{\sqrt{2}} M^i \overline{q}^a_m \Gamma_\mu \lambda^{mn} q^a_n , \qquad (1)$$

где q^a_n – кварковые поля,

M^i – Евклидовские поля, связанные с полями физических частиц,

λ_i – матрицы Гелл-Манна,

Γ_μ – Дираковские матрицы,

a – цветовой индекс,

g_M – константы взаимодействия мезонов с кварками, которые определяются из условия связности.

Все взаимодействия адронов с кварками описываются кварковыми диаграммами полученными из S матрицы усредненной по глюонному вакууму:

$$S = \int d\sigma_{VAC} T \exp\left\{ i \int dx L_{\text{int}} \right\}. \tag{2}$$

Анзац конфайнмента в МКК состоит в случае однопетлевых кварковых диаграмм в замене:

$$\begin{gathered}\int d\sigma_{VAC} Tr\,| M(x_1) S(x_1, x_2 \,|\, B_{VAC}) \ldots M(x_n) S(x_n, x_1 \,|\, B_{VAC}) | \to \\ \int d\sigma_v Tr\,| M(x_1) S_v(x_1 - x_2) \ldots M(x_n) S_v(x_n - x_1) |,\end{gathered} \tag{3}$$

где пропагатор кварка имеет вид

$$S_v(x_1 - x_2) = \int \frac{d^4 p}{i(2\pi)^4} e^{-ip(x_1 - x_2)} \frac{1}{v\Lambda_q - \hat{p}} \ . \tag{4}$$

Параметр Λ_q характеризует размер области конфайнмента кварка с ароматом $q = u, d, s$. Мера интегрирования $d\sigma_v$ определена так, что:

$$\int \frac{d\sigma_v}{v - \hat{z}} = G(z) = a(-z^2) + \hat{z} b(-z^2)\,. \tag{5}$$

Функция $G(z)$ называется функцией конфайнмента. $G(z)$ не зависит ни от цвета, ни от аромата кварков. Выбор функции $G(z)$, или, что тоже самое $a(-z^2)$ и $b(-z^2)$, является одним из модельных предположений. Мы будем использовать $a(-z^2)$ и $b(-z^2)$ в виде:

$$\begin{aligned} a(u) &= a_0 e^{-u^2 - a_1 u}, \\ b(u) &= b_0 e^{-u^2 - b_1 u}. \end{aligned} \tag{6}$$

Требование выполнения в МКК аномальных тождеств Уорда дает дополнительные соотношения между $a(0)$ и $b(0)$: $b(0) = -a'(0)$, $a(0) = 2$.

Таким образом, свободными параметрами модели являются Λ_q, b_0, b_1. Параметры модели для нестранного сектора будем фиксировать фитированием по хорошо известным константам низкоэнергетической физики $f_\pi, g_{\rho\gamma}, g_{\pi\gamma\gamma}, g_{\omega\pi\gamma}, g_{\rho\pi\pi}$. В МКК указанные константы получены в виде:

$$f_\pi(m_\pi^2) = \frac{\Lambda}{\pi}\frac{\sqrt{3}F_P(\mu_\pi^2)}{\sqrt{2F_{PP}(\mu_\pi^2)}}, \tag{7}$$

$$g_{\rho\gamma}(m_\rho^2) = \frac{F_V(\mu_\rho^2)}{\pi\sqrt{8F_{VV}(\mu_\rho^2)}}, \tag{8}$$

$$g_{\pi\gamma\gamma}(m_\pi^2) = \frac{F_{PVV}(\mu_\pi^2)}{\Lambda\pi\sqrt{3F_{PP}(\mu_\pi^2)}}, \tag{9}$$

$$g_{\omega\pi\gamma}(m_\omega^2) = \frac{\sqrt{6}F_{PVV}(\mu_\omega^2)}{\Lambda\sqrt{F_{PP}(\mu_\pi^2)F_{VV}(m_\omega^2)}}, \tag{10}$$

$$g_{\rho\pi\pi}(m_\rho^2) = \frac{\pi\sqrt{8}F_{VPP}(\mu_\rho^2)}{F_{PP}(\mu_\pi^2)\sqrt{F_{VV}(\mu_\rho^2)}}, \tag{11}$$

где функции $F_M(x)$ вычисляются по следующим формулам:

$$F_{PP}(x) = \int_0^\infty b(u)du + \frac{x}{4}\int_0^1 du\, b(-u\frac{x}{4})\frac{1-{}^u/_2}{\sqrt{1-u}}, \tag{12}$$

$$F_{VV}(x) = \int_0^\infty b(u)du + \frac{x}{4}\int_0^1 du\, b(-u\frac{x}{4})\frac{1-{}^u/_2+{}^{u^2}/_4}{\sqrt{1-u}}, \tag{13}$$

$$= \int_0^\infty a(u)du + \frac{x}{4}\int_0^1 du\, a(-u\frac{x}{4})\sqrt{1-u} \tag{14}$$

$$F_V(x) = \int_0^\infty b(u)du + \frac{x}{4}\int_0^1 du\, b(-u\frac{x}{4})\left(1+{}^u/_2\right)\sqrt{1-u}, \tag{15}$$

$$F_{PVV}(x) = \frac{1}{4}\int_0^1 du\, a(-u\frac{x}{4})\, ln\frac{1+\sqrt{1-u}}{1-\sqrt{1-u}}, \tag{16}$$

$$F_{VPP}(x) = \int_0^\infty b(u)du + \frac{x}{4}\int_0^1 du\, b(-u\frac{x}{4})\sqrt{1-u}. \tag{17}$$

Фитирование выполнялось в следующей последовательности:

1. Разбиение рассматриваемых функций на части и написание алгоритмов их вычисления;

2. Получение значений функций относительно аналитически посчитанных значений параметров b_0, b_1, Λ;

3. Максимальное приближение функций к значениям, полученным в ходе экспериментов, путём изменения параметров;

4. Вычисление относительных погрешностей для полученных значений параметров.

Расчёт интегралов производился по методу Чебышева. Процесс вычисления выполнялся с использованием пакета прикладных математических программ Scilab.

В таблице приведены экспериментальные значения констант, использованные для фитирования, значения параметров, при которых достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными отдельно для каждой константы, а также относительная погрешность вычислений в случае, если выбран набор параметров $b_0 = 2; b_1 = 0{,}2; \Lambda = 430$ MeV.

Константы	Эксперимент	$[b_0, b_1, \Lambda]$	$\delta = \left\lvert \frac{C_r - C_{exp}}{C_{exp}} \right\rvert$
f_π	0,132	[2; 0,2; 0,452049];	4,9571836 %
$g_{\rho\gamma}$	0,2	[2,19; 0,2171; 0,425];	0,2512810 %
$g_{\pi\gamma\gamma}$	0,276	[2; 0,188895; 0,43];	0,0000101 %
$g_{\omega\pi\gamma}$	2,54	[2; 0,2064; 0,44];	2,3712642 %
$g_{\rho\pi\pi}$	6,1	[1,255; 0,1324; 0,434];	0,0114200 %

Литература

1. Efimov, G.V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G.V. Efimov, M.A. Ivanov // London: IOP Publishing Ltd, 1993.

Ю.Л. Герасимов (УО «ГГТУ им. П.О. Сухого», Гомель)
Науч. рук. **Ю.Л. Бобарикин**, канд. техн. наук, доцент

ИСПЫТАНИЕ ПРОШИВНЫХ ОПРАВОК ДИАМЕТРОМ 120 ММ С ИЗМЕНЕННОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ В УСЛОВИЯХ ТРУБОПРОКАТНОГО ЦЕХА ОАО «БМЗ – УКХ «БМК»

Получение гильз или полых трубных заготовок является первой прокатной операцией в технологии получения горячекатаных бесшовных труб. Качество получаемой гильзы значительно влияет на качество готовых труб. В современном трубопрокатном производстве существуют нерешенные проблемы, связанные с низкой стойкостью прошивного инструмента и с нестабильными качественными показателями получаемых гильз. Проблемы вызваны повышенными механическими и термическими нагрузками в очаге деформации, причем основная деформация сконцентрирована на прошивной оправке.