УДК 539.14:539.16

НЕПРЕРЫВНАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ И ТОЧНАЯ Массовая формула

Н. Н. Колесников, В. М. Вымятнин

(кафедра квантовой теории)

В настоящее время наиболее точное описание энергий связи ядер (В) дают не теоретические, а более простые полуэмпирические методы, основанные либо на разбиении системы ядер на области, выделяемые магическими (субмагическими) числами нейтронов и протонов [1—4], либо на использовании разностных соотношений [5, 6]. Первый подход имеет то достоинство, что требует введення меньшего числа параметров и допускает более далекие экстраполяции. Однако наиболее точные результаты получаются при учете не только магических, но и субмагических чисел.

Примем в соответствии с работой [2], что в каждой из междумагических областей энергия связи В есть квадратичная функция Z и N:

$$B(Z, N) = b_1 (Z - Z_0)^2 + b_2 (Z - Z_0) (N - N_0) + + b_3 (N - N_0)^2 + b_4 (Z - Z_0) + b_5 (N - N_0) + b_6 - D.$$
(1)

Поправку на четность D, равную нулю для четно(Z)-четных (N) ядер, D^{+-} для четно-нечетных, D^{-+} для нечетно-четных и D^{--} для нечетнонечетных ядер, а также параметры $b_1 - b_6$ в каждой из областей следует находить из условия наилучшего согласия B с экспериментом по методу наименьших квадратов; Z_0 и N_0 можно выбирать произвольно.

Однако если параметры в формуле (1) определять для различных областей независимо, то массы ядер, лежащих на границах, определяются неоднозначно в зависимости от того, со стороны какой области осуществляется подход к границе. Чтобы устранить эту неоднозначность, наложим требование непрерывности энергетической поверхности на границах областей, что одновременно существенно снижает число независимых параметров и, кроме того, позволяет описать большинство тех областей, где число известных ядер было бы недостаточным для независимого (от других областей) определения параметров формулы (1). Частичное согласование для четверок смежных областей проводилось в работе [7]. В настоящей работе условие непрерывности впервые удалось удовлетворить повсюду для Z и N > 28. При построении всюду непрерывной энергетической поверхности мы будем исходить из предположения, что заданы все магические (субмагические) числа протонов $Z_1, Z_2, ..., Z_{m+1}$ и нейтронов $N_1, N_2, ..., N_{n+1}$. Введем обозначения $\xi_k = Z - Z_k$ и $\eta_l = N - N_l$. Тогда, согласно (1), энергии ядер в междумагической области $\{k, l\}$ (для которой $Z_k \leqslant Z \leqslant Z_{k+1}$ и $N_l \leqslant N \leqslant$ $\ll N_{l+1}$) можно представить в виде

$$B_{k,l}(Z,N) = \sum_{\mu=0}^{2l} \sum_{\nu=0}^{2-\mu} c'(k,l;\mu,\nu) \,\xi_k^{\mu} \,\eta_l^{\nu} - D_{k,l}.$$
(2)

Из условия непрерывности на границе $Z = Z_k$: $B_{k-1,l}(Z_kN) = B_{kl}(Z_k, N)$ и при $N = N_l$: $B_{k,l-1}(Z, N_l) = B_{k,l}(Z, N_l)$ следует, что

$$c(k, l; \mu, 0) = \sum_{\nu'=0}^{2-\mu} c(k, l-1; \mu, \nu') \Delta \eta_{l-1}^{\nu'}, \qquad (3)$$

$$c(k, l; 0, v) = \sum_{\mu'=0}^{2-\nu} c(k-1, l; \mu', v) \Delta \xi_{k-1}^{\mu'},$$
(4)

где

+

$$\Delta \xi_{k-1} \equiv Z_k - Z_{k-1} = \xi_{k-1} - \xi_k; \ \Delta \eta_{l-1} \equiv N_l - N_{l-1} = \eta_{l-1} - \eta_l.$$

Используя (3) и (4) как рекуррентные соотношения, получает

$$c(k, l; \mu, 0) = c(k, 1; \mu, 0) + \sum_{\nu=1}^{2-\mu} \sum_{\lambda=1}^{l-1} c(k, \lambda; \mu, \nu') \Delta \eta_{\lambda}^{\nu'},$$
 (5)

$$c(k, l; 0, v) = c(1, l; 0, v) + \sum_{\mu'=1}^{2-\nu} \sum_{\varkappa=1}^{k-1} c(\varkappa, l; \mu', v) \Delta \xi_{\varkappa}^{\mu'}, \qquad (6)$$

$$c(k, l; 0, 0) = c(1, 1; 0, 0) + \sum_{\mu'=1}^{2} \sum_{\varkappa=1}^{k-1} c(\varkappa, 1; \mu', 0) \Delta \xi_{\varkappa}^{\mu'} +$$

$$+\sum_{\mathbf{v}'=\mathbf{l}}^{2}\sum_{\lambda=1}^{l-1}c\left(1,\ \lambda;\ 0,\ \mathbf{v}'\right)\,\Delta\eta_{\lambda}^{\mathbf{v}'}+\sum_{\mathbf{x}}^{k-l}\sum_{\lambda=1}^{l-1}c\left(\mathbf{x},\ \lambda;\ 1,\ 1\right)\,\Delta\xi_{\mathbf{x}}\,\Delta\eta_{\lambda}.$$
(7)

Формулы (5)—(7) справедливы, если среди междумагических областей $\{k, l\}$ нет пустых, т. е. таких, где полностью отсутствуют экспериментальные данные. На самом же деле непустые области (на графике Z как функции N) располагаются полосой без разрывов вдоль линии β -стабильности вплоть до Z = 107 и N = 158. Если при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k , а при заданном k непустые области располагаются между l_k и l'_k .

В формуле (7) аналогичную замену индекса 1 необходимо проделать во втором и третьем слагаемых, а в последнем слагаемом суммирование по λ проводить от λ_* до λ'_* . На коэффициент c(k, l; 1, 1) условие непрерывности ограничений не накладывает. Общее выражение для коэффициентов $c(k, l; \mu, \nu)$ может быть записано в виде

$$c(k, l; \mu, \nu) = (1 - \delta_{\mu 0}) (1 - \delta_{\nu 0}) \cdot c(k, l; \mu, \nu) + \\ + \delta_{\nu 0} (1 - [\delta_{\mu 0}) \left[c(k, l_k; \mu, 0) + \sum_{\nu'=1}^{2-\mu} \sum_{\lambda=l_k}^{l-1} c(k, \lambda; \mu, \nu') \Delta \eta_{\lambda}^{\nu'} \right] + \\ + \delta_{\mu 0} (1 - \delta_{\lambda 0}) \left[c(k_l, l; 0, \nu) + \sum_{\mu'=1}^{2-\nu} \sum_{\varkappa=k_l}^{k-1} c(\varkappa, l; \mu', \nu) \Delta \xi_{\kappa}^{\mu'} \right] + \\ + \delta_{\mu 0} \delta_{\nu 0} \left[c(1, 1; 0, 0) + \sum_{\mu'=1}^{l_2} \sum_{\varkappa=l}^{k-1} c(\varkappa, \lambda_{\kappa}; \mu, 0) \Delta \xi_{\kappa}^{\mu'} + \right] \\ \\ \sum_{\nu'=1}^{2} \sum_{\lambda=1}^{l-1} c(\varkappa_{\lambda}, \lambda; 0, \nu') \Delta \eta_{\lambda}^{\nu'} + \sum_{\varkappa=1}^{k-1} \sum_{\lambda=\lambda_{\nu}}^{\lambda_{\kappa}} c(\varkappa, \lambda; 1, 1) \Delta \xi_{\kappa} \Delta \eta_{\lambda} \right].$$
(8)

Из условия непрерывности B(Z, N) при $Z = Z_k$ для четно-нечетных ядер следует $D_{k,l}^+ = D_{k-l,l}^+ = \ldots = D_{k,l}^+$, а из условия непрерывности

при $N = N_l$ для нечетно-четных ядер $D_{k,l}^+ = D_{k,l-1}^+ = \ldots = D_{k,l_k}^+$. Если ввести оператор проектирования на область $\{k, l\}$

$$\Theta_{kl} = \Theta \left(Z - Z_k \right) \Theta \left(Z_{k+1} - Z \right) \Theta \left(N - N_l \right) \Theta \left(N_{l+1} - N \right)$$
(9)

(где $\Theta(x) = 0$ при x < 0 и 1 при x > 0), а также оператор проектирования на состояния различной четности

$$\Lambda_{kl} = \Theta (\alpha) \cdot [1 - \Theta (\beta)] D_{k_l, \bar{l}}^{+} + [1 - \Theta (\alpha)] \Theta (\beta) D_{k, \bar{l}_k}^{-} + [1 - \Theta (\alpha)] [1 - \Theta (\beta)] D_{\bar{k}, \bar{l}}^{-}, \qquad (10)$$

где $\alpha = (-1)^{z}$ и $\beta = (-1)^{N}$, то общую формулу для энергии связи ядер любой четности и в любой междумагической области можно записать в виде

$$B(Z, N) = \sum_{k=1}^{m} \sum_{l=l_{k}}^{l_{k'}} \Theta_{kl} \left(\sum_{\mu=0}^{2} \sum_{\nu=0}^{2-\mu} c(k, l; \mu, \nu) \xi_{k}^{\mu} \cdot \eta_{l}^{\nu} + \Lambda_{kl} \right),$$
(11)

где коэффициенты $c(k, l; \mu, \nu)$ выражаются формулой (8). При использовании в качестве границ областей кроме главных магических чисел Z и N (28, 50, 82, 126) субмагических чисел, указанных в работе [8], экспериментально исследованные ядра с Z и N>28 распределяются по 54 областям, при этом лишь в трех из них число ядер недостаточно для определения всех параметров формулы (11). При учете (8) задача определения параметров формулы (11) сводится к решению системы характеристических уравнений Гаусса 202-го порядка с таким же числом неизвестных^{*}. Экспериментальные значения энергий были взяты из таблиц работы [9].

Отметим, что из условий сшивания не могут быть определены только параметры c(k, l; 1, 1) и $D^{-}-_{k,l}$. Это означает, что при заданных параметрах $\{k, l-1\}$ - и $\{k+1, l\}$ - или же $\{k-1, l\}$ - и $\{k, l+1\}$ -областей для определения всех параметров области $\{k, l\}$ достаточно знать массы лишь двух ядер, не лежащих на границах.

Результаты расчета параметров непрерывной энергетической поверхности, записанной для каждой из областей в формуле (1), а также принятые границы областей приведены в таблице. При указанных в ней значениях параметров формулы (1) энергии связи всех ядер с Z и $N \ge 28$ воспроизводятся по среднеквадратичным отклонением $\sigma =$ =0,11 МэВ, а энергии тяжелых ядер ($Z \ge 82$, $N \ge 126$) — с $\sigma = 0,08$ МэВ, что примерно равно средней ошибке эксперимента. График отклонений ΔB (разность вычисленных и экспериментальных значений) приведен на рис. 1. Из общего числа (~1000) ядер для 70% из них $|\Delta B| < <0,1$ МэВ, для 90% $|\Delta B| < 0,2$ МэВ и для 99,5% $|\Delta B| < 0,4$ МэВ. Отклонения больше 0,4 МэВ, имеющие случайный характер, встречаются только для пяти ядер (все с A < 100): 77Kr, ⁸⁴Se, ⁸³Pd, ⁸⁷Zr и ⁸⁹Nb (соответственно +0,82(3); -0,76(7); -0,47(1); +0,63(3); +0,48(10) МэВ). Для проверки надежности формулы (1) на рис. 2 нанесены отклонения ΔB для новых данных [10], не содержавшихся в таблицах [9] и поэтому не использовавшихся для построения массовой формулы и нахождения ее параметров. Из рис. 2 видно, что характер отклонений для

44

2 11

^{*} Общее число независимых параметров формулы (11) может быть найдено по формуле $3(m+n)+1+n_0+n_-$, где m н n—число областей по Z и N соответственно, n_0 —число непустых областей, n_- —число областей, содержащих более одного нечетно-нечетного ядра.

Параметры формулы (1) для энергий связи ядер, МэВ

	Границы										
Область	по Z	по N	-b ₁	b _a	_b,	b	b5	be	D +	D -+	D
{1, 1}	28,32	28,32	0,4507	0,7028	0,2523	3,753	11,718	484,06	1,37	1,31	2,41
$\{1, 2\}$	28,32	32,38	0,4507	0,5970	0,2125	6,564	9,620	526,90	1,71	1,31	2,52
$\{1, 3\}$	28,32	38,44	0,4507	0,6244	0,1517	10,146	6,941	576,97	1,69	1,31	2,61
$\{2, 2\}$	32,36	32,38	9,4186	0,5649	0,2125	3,435	12,001	545,94	1,71	1,61	2,99
$\{2, 3\}$	32,36	38,44	0,4186	0,5462	0,1517	6,824	9,439	610,35	1,69	1,61	3,00
$\{2, 4\}$	32,36	44,50	0,4186	0,5068	0,1053	10,101	7,627	661,52	1,47	1,61	2,78
{3, 4}	36,40	44,50	0,4435	0,5648	0,1053	7,084	9,654	695,23	1,47	1,47	2,63
{3, 5}	36,40	50,54	0,4435	0,4286	0,1330	10,473	6,505	749,36	1,01	1,47	2,13
{3, 6}	36,40	54,58	0,4435	0,4767	0,1547	12,187	5,348	773,26	1,19	1,47	2,13
{4, 4}	40,44	44,50	0,2290	0,2741	0,1053	5,006	11,913	716,46	1,47	1,50	2,60
{4, 5}	40,44	50,54	0,2290	0,4334	0,1330	6,651	8,219	784,16	1,01	1,50	2,24
{4, 6}	40,44	54,58	0,2290	0,4079	0,1547	8,385	7,255	814,91	1,19	1,50	2,48
{5, 5}	44,50	50,54	0,3162	0,4676	0,1330	4,506	9,953	807,09	1,01	1,44	2,32
{5, 6}	44,50	54,58	0,3162	0,4252	0,1547	6,376	8,887	844,78	1,19	1,44	2,41
{5, 7}	44,50	58,64	0,3162	0,3822	0,1127	8,157	7,849	877,85	1,38	1,44	2,49
{5, 8}	44,50	64,70	0,3162	0,3831	0,0906	10,370	6,339	920,90	1,28	1,44	2,52
{6, 7}	50,54	58,64	0,2388	0,3833	0,1127	2,780	10,142	915,41	1,38	1,13	2,20
{6, 8}	50,54	64,70	0,2388	0,3935	0,0906	5,080	8,638	971,74	1,28	1,13	2,27
{6, 9}	50,54	70,78	0,2388	0,2901	0,0798	7,441	7,768	1020,32	1,26	1,13	2,27
{6,10}	50,54	78,82	0,2388	0,2100	0,0491	9,762	6,689	1077,36	1,01	1,13	1,98
{7, 9}	54,62	70,78	0,2459	0,2751	0,0798	5,369	8,928	1046,26	1,26	1,24	2,27
{7,10}	54,62	78,82	0,2459	0,2802	0,0491	7,570	7,529	1112,58	1,01	1,24	1,99
{7,11}	54,62	82,88	0,2459	0,3093	0,0727	8,691	5,189	1141,91	0,92	1,24	1,95
{7,12}	54,62	88,92	0,2459	0,3241	0,0224	10,546	4,476	1170,44	1,11	1,24	2,05
{8,10}	62, 72	78,82	0,2875	0,4338	0,0491	3,099	9,771	1157,40	1,01	1,05	1,78
{8,11}	02,72	82,88	0,2875	0,3240	0,0727	4,834	7,664	1195,69	0,92	1,05	1,97
{8,12}	02,72	88,92	0,2875	0,2820	0,0224	6,778	7,069	1239,06	1,11	1,05	2,02
{8,13}	02,12	92,104	0,2875	0,2894	0,0991	7,906	6,775	1266,97	0,90	1,05	1,63
{8,14}	02,12	104,108	0,2875	0,3068	0,0582	11,379	4,030	1334,00	0,84	1,05	1,50
{9,14}	12,10	104,108	0,3076	0,3336	0,0582	5,740	7,098	1419,04	0,84	0,97	1,56
{9,15}	72,18	108,114	0,3076	0,3332	0,0812	7,075	6,288	1446,50	0,83	0,97	1,70
{9,16}	72,78	114,122	0,3076	0,3360	0,0867	9,074	5,553	1481,30	0,89	0,97	1,81
{10,16}	18,82	114,122	0,4109	0,3132	0,0867	6,112	7,569	1524,68	0,89	1,00	1,68
$\{10, 17\}$	70,04	122,120	0,4109	0,3941	0,0995	8,618	6,088	1579,68	0,76	1,00	1,40
{10,18}	00,02	120,132	0,4109	0,1921	0,0306	10,194	3,857	1602,50	0,86	1,00	1,48
{11,1/}	02,00	142,120	0,1900	0,1202	0,0995	4,200	1,004	1007,09	0,70	1,00	1,29
$\{11, 10\}$	82,00	120,132	0,1950	0.2415	0,0300	4,790	4,025	1030,03	0,80	1,00	1,04
{11,19}	02,00	132,140	0,1900	0,3415	0,0598	0,/10	4,103	1003,28	0,83	1,00	1,65
$\{12, 10\}$	04,92	120, 132	0,2107	0,2912	0,0300	2,534	6,551	1000,30	0,86	0,93	1,64
$\{12, 19\}$	00,94	132,140	0,2107	0,3130	0,0598	4,280	6,215	1696,55	0,83	0,93	1,46
$\{12, 20\}$	00,94	140,152	0,2107	0,2303	0,0738	0,792	5,432	1742,43	0,61	0,93	1,50
{13,19}	092,100	152,140	0,2398	0,3051	0,0598	2,544	7,471	1710,20	0,83	0,75	1,35
(10,20) (12,01)	092,100	140,152	0,2398	0,2334	0,0738	4,984	6,372	1766,11	0,61	0,75	1,27
{10,21} {14 90)	100	102,	0,2398	0,2192	0,0089	1,780	4,406	1831,92	0,58	0,75	1,27
{14,20} (14-01)	100,	140,102	0,2026	0,2387	0,0738	0,906	8,236	1790,62	0,61	0,34	0,88
{14,21}	100,	192,	0,2026	0,2307	0,0089	3,774	0,186	1878,90	0,58	0,34	0,78
						j					
	[.	l	l '	· ·	· ·	1					l
						•			•		•

45

новых данных остается примерно тем же. Хотя большие отклонения встречаются чаще, они сосредоточены преимущественно в тех областях, где параметры формулы определялись по малому числу данных, зачастую не очень надежных или с большими ошибками. Отметим, что



Рис. 1. Разности между экспериментальными и вычисленными энергиями связи большие отклонения соответствуют чаще всего данным с большими экспериментальными ошибками.

Полученные результаты (квадратичную зависимость *B* от *Z* и *N*) можно интерпретировать на языке квазиодночастичных уровней (см.



Рис. 2. Проверка массовой формулы по новым данным. Точка с вертикальной чертой обозначает те данные, где ошибка превышает 0,2 МэВ

ловия непрерывности энергетической поверхности) значительно меньшее число параметров и, кроме того, способна обеспечить более далекую экстраполяцию. Это, в частности, позволило использовать ее для предсказания свойств трансфермиевых элементов. Для удобства применения составлены рассчитанные по формуле (1) таблицы масс [12].

подробнее в [8]), если считать, что их положение определяется не только средним полем, но и остаточным взаимодействием. Квадратичный характер зависимости энергий связи в пределах одной и той же оболочки (подоболочки) был продемонстрирован в работе [11] в рамках многочастичной модели оболочек.

Предлагаемая формула не уступает по точности ни одной из лучших массовых формул [4—6], но содержит (благодаря наложению усповерхности) значительно способна обеспечить более позволило использовать ее Авторы выражают благодарность Г. Н. Флерову, Ю. Ц. Оганесяну и Б. С. Джелепову за обсуждение результатов работы, ценные замечания и предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Колесников Н. Н. ЖЭТФ, 1956, 30, с. 889. [2] Колесников Н. Н. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1966, № 6, с. 76. [3] Zeides N. Nucl. Phys., 1965, 63, р. 1. [4] Liran S., Zeides N. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 17, р. 431. [5] Garvey G. T. et al. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, р. S3. [6] Сотеу Е., Кеison I. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 17, р. 463. [7] Колесников Н. Н., Вымятнин В. М. В кн.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. Харьков, 1977, вып. 6, с. 102. [8] Колесников Н. Н., Вымятнин В. М. Изв. вузов. Сер. Физика, 1977, № 6, с. 115. [9] Wapstra A. H., Gove N. B. Nuclear Data Tables, 1971, 9, р. 265. [10] Wapstra A. H., Bos K. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, 19, р. 1. [11] Thiberger R., Shalit A. de. Phys. Rev., 1958, 108, р. 378. [12] Колесников Н. Н., Вымятнин В. М., Черепанов Е. А. Деп. ВИНИТИ, 1980, № 3831-80.

Поступила в редакцию 17.10.80

ВЕСТН, МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 538.3:530.145

О ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев

(кафедра теоретической физики)

В предыдущих работах нами было показано, что вершинная функция электрона Λ_{μ} в асимптотически сильном магнитном поле $B \gg B_0 = m^2/e = 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс может быть инвариантным образом выражена через два формфактора: $f(k_{\parallel}^2)$ и $g(k_{\parallel}^2)$, зависящих от квадрата двумерного импульса $k_{\parallel}^2 = k_{0}^2 - k_{3}^2$ (ось 3 параллельна полю) [1, 2] (см. также [3]). В рамках использованного в [1-3] «двумерного приближения» квантовой электродинамики (КЭД) учитывается лишь лидирующая асимптотика по степени поля, содержащаяся в «продольной» части Л_и, соответствующей значениям индекса µ=0,3 (Л_и¹). Полевая асимптотика поперечной части $\Lambda_{\mu}^{\perp} = \Lambda_{\mu} - \Lambda_{\mu}^{\parallel}$, отличной от нуля при µ=1, 2, содержит меньшую степень поля, и в ковариантном (в пространстве 0,3) формализме «двумерного приближения» вкладом Λ^{\perp}_{μ} следует пренебречь. Однако для меньшей величины внешнего поля (в том числе и при В~В₀) вклад поперечной части вершинной функции стаодного порядка с Ан. Кроме того, вычисление новится Λ_{tt}^{\perp} В) $(k_1^2 = k_1^2 + k_2^2)$ имеет самостоятельный интерес, поскольку k^2 соответствующий формфактор при $k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2 = 0$ связан с аномальным моментом электрона в магнитном поле (см. ниже).

В настоящей работе, дополняющей результаты [1, 3], вычислен «поперечный» формфактор $g_{\perp}(k_{\parallel}^{2}, k_{\perp}^{2}, B)$ для произвольных значений импульса фотона k и поля, но при условии, что внешние электронные линии находятся на основном уровне (однако в промежуточных состояниях, в отличие от схемы «двумерного приближения» КЭД, учитываются все вклады). В частности, при B=0 g_{\perp} становится функцией $k^{2} = k_{\parallel}^{2} - k_{\perp}^{2}$ и совпадает со швингеровским значением [4].

47