93-200

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-93-200

О.Лхагва*, Л.Хэнмэдэх[1]

# УГЛОВОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЖЕКТИРУЕМЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ГЕЛИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

[1]Технический университет, Улан-Батор, Монголия
*Постоянный адрес: Монгольский государственный университет, Улан-Батор, 210646, Монголия

1993

## 1.Введение

Проблема описания электронов, эжектируемых при ионизации атомов и молекул быстрыми заряженными частицами, имеет важное значение в атомной физике и занимает центральное место в изучении переноса энергии в веществе быстрыми частицами[1-4]. Такого рода исследования имеют непосредственное отношение ко многим разделам физики, таким как астрофизика, физика верхней атмосферы и плазмы, создание детекторов заряженных частиц, а также моделирование радиационного повреждения материлов и биологических тканей и т.д. Известно, что первичный ионизационный процесс сильно зависит от природы ионизирующего пучка, в то время как вторичные процессы ионизации и диссоциативные возбуждения обуславливаются, главным образом, низкоэнергетическими электронами, испущенными при первичных процессах. В этом отношении знание характеристик вторичных электронов имеет весьма важное значение. Наряду с этим спектр эжектированных электронов имеет лучшее разрешение, чем спектр потерь рассеянных частиц, так как при этом его разрешение не зависит от падающего пучка и отношение сигнала к шуму практически много больше, чем при регистрации остаточных ионов.

При ионизации атома электронным ударом два вылетающих электрона являются идентичными. Однако медленный из двух электронов, появившихся в результате столкновения, как правило, принимается вторичным (эжектируемым), а быстрый электрон-первичным (рассеянным). В дальнейшем эти рассеянный и эжектированный электроны обозначаются индексами a и b соответственно.

Наиболее полная и надежная проверка теоретического описания динамики ионизационного столкновения может осуществляться при помощи эксперимента, в котором оба электрона одновременно регистрируются на совпадение под телесными углами $d\Omega_a$, $d\Omega_b$, и тем самым измеряются тройные дифференциальные сечения (ТДС) $d\sigma^3/d\Omega_a d\Omega_b dE$. Регистрируя только один из двух конечных электронов, можно определить двойное дифференциальное сечение (ДДС) $d^2\sigma/d\Omega dE$. Это равносильно интегрированию только что упомянутого ТДС по угловому распределению нерегистрируемого (эжектируемого или рассеянного) электрона. Дальнейшее интегрирование ДДС по оставшемуся телесному углу $d\Omega$ дает так называемое одинарное дифференциальное сечение (ОДС) $d\sigma/dE$, определяющее распределение выбитого или рассеянного электрона только по кинетической энергии. Наконец, интегрирование ОДС по энергии потери $E=E_o-E_a$ или по энергии эжектированного электрона $E_b$ определяет полное ионизационное сечение (ПИС). Хотя ДДС менее чувствительно к деталям ионизационного механизма, чем ТДС, но оно является более эффективным щупом для проверки теории и эксперимента по сравнению с ПИС процесса.

Гелий является простейшей атомной системой с более чем одним электроном, для которой как теоретическое, так и экспериментальное исследования могут быть выполнены с большой точностью. Кроме того, такое исследование представляет специальный интерес для калибровки экспериментальной техники[3,4].

Самые ранние экспериментальные результаты по ДДС сообщались[5,6] в 1930- е годы. В последние 20 лет проведен ряд экспериментов по измерению ДДС ионизации атомов электронным[3,4,7-12] ударом. ДДС ионизации атомов некоторых простейших газов были измерены[7] (Опал и др.,1972) методом скрещенных пучков при энергиях падающего электрона 50-2000 эВ в области угла эжекции 30°-150°, для энергии выбитого электрона в интервале 4-200 эВ. Ода и др.[8] измерили ДДС на гелии и криптоне при энергиях падающего электрона 500 и 1000 эВ в интервале углов эжекции 10°-130°. У них нижнее значение энергии эжекции было 24 эВ. Абсолютные ДДС ионизации атома гелия электронным ударом были измерены[9] (Радд и Дубойс,1977) при энергиях налетающего электрона 100 и 200 эВ в угловом интервале 10°-130°. Измерение проведено для энергий эжекции $E_b \geq 4$ эВ. Также проведены[10] (Шин и Шарп,1979) измерения ДДС реакции $He(e,2e)He^+$ при энергиях падающего электрона 50, 100, 200 и 300 эВ в области углов эжекции 6°-156°. В работе[11] (Мэнсон и др.,1976) были проведены экспериментальное и теоретическое исследования поведения ДДС реакции $He(e,2e)He^+$ при энергии падающего электрона 2 кэВ.

Недавно проводилось несколько[9-11] экспериментальных исследований по угловым и энергетическим распределениям электронов эжекции и рассеяния в $He(e,2e)He^+$- реакции. Эрхардт и др.[3](1986) измерили ДДС в угловом интервале 18°-150° при энергиях эжекции 2, 4, 10, 20 и 40 эВ. Энергия падающего электрона при этом варьировалась от 100 до 600 эВ. Для этих измерений использованы те же аппараты, на которых проведены эксперименты по совпадательному (e,2e)-спектру на гелии. Проведены[4] (Горуганту и Вонхам, 1986) также измерения ДДС ионизации атома гелия быстрыми электронами при энергиях падающего электрона 200, 500, 1000 и 2000 эВ в угловом интервале 30°-150°. Это явилось первым экспериментом в котором скорости рассеянного и выбитого электронов анализировались по времени пролета. Во всех предыдущих экспериментах скорости электронов определялись[3] с использованием электростатического анализатора энергии электрона.

Теоретическому исследованию углового и энергетического распределений электронов рассеяния и эжекции в $He(e,2e)He^+$- реакции уделено весьма скромное внимание. Имеется несколько расчетов[4,11,13-15], проведенных в первом борновском приближении (ПБП). В работе[13] (Белл и Кингстон, 1975) использованы для начального состояния гелия шестипараметрическая функция Хиллерааса, а в континууме поляризованные орбиталы. В расчетах[11] (Мэнсон и др., 1976) в качестве волновых функций начального и конечного в континууме состояний гелия взяты решения уравнения Шредингера с одним и тем же центральным потенциалом Германа и Скильмана. В работах[11,13] обсуждался вопрос о применимости ПБП к описанию ДДС $He(e,2e)He^+$-реакции в рамках имевшихся в то время экспериментальных данных[7]. Проведены также расчеты с использованием для выбитого электрона кулоновской функции (Балашов и др.[14], 1973) и функции Хартри-Фока с замороженным остовом (Сенашенко и др.[15], 1977). Вышеупомянутые расчеты показали, что с увеличением энергии налетающего электрона улучшается согласие между теоретическими оценками[11,13-15] и экспериментом[7].

В настоящее время задача описания углового и энергетического распределений электронов рассеяния и эжекции в реакции $He(e,2e)He^+$ сталкивается с известными трудностями. Экспериментальные данные[3,4,7-11] по абсолютному ДДС имеют серьезные расхождения, особенно при малых энергиях падающего электрона. Теоретические оценки, имеющиеся в отдельных областях кинематических переменных, получены лишь в ПБП; они довольно сильно расходятся с экспериментом. Все еще не развито более серьезных теоретических подходов, выходящих за рамки ПБП, при помощи которых можно было бы получить достаточно надежные оценки в широкой области переменных. Вместе с тем необходимость использования таких данных в различных областях физики и в практических задачах требует детального знания зависимости сечений от энергии налетающего электрона $E_o$, энергии $E_b$ и угла $\theta_b$ электрона эжекции. Остается также невыясненным вопрос о применимости ПБП для описания ДДС ионизации гелия ударами быстрых электронов, особенно в свете недавних экспериментальных данных[3,4]. В этих экспериментах наряду с угловым и энергетическим распределениями определены также угловые коэффициенты ДДС, что позволяет извлечь информацию о механизме (e,2e)-процесса из спектра эжекции при разных мультипольных моментах.

В последнее время предпринимались некоторые попытки[1,2] разработать полуэмпирические модели, которые позволяли бы описать не только экспериментальные данные, но и получить ДДС реакции

$He(e,2e)He^+$ как функцию от переменных $E_o$,$E_b$и $\theta_b$ в широкой области их изменения. В работе[2] (Ким, 1983) ДДС для электрона эжекции было представлено в виде суммы слагаемых, каждое из которых состоит из произведения углового коэффициента фитирования $A_n(E_o,E_b)$ и полинома Лежандра $P_n(Cos\theta_b)$ от угла эжекции $\theta_b$ ($n$ = 0, 1,...6). Анализы и подгонки проведены на основе имевшихся в то время экспериментов, главным образом, данных Опала и др.[7], и в области переменных $0^o<\theta_b<180^o$, $0\leqslant E_b\leqslant 40$ эВ и $100\leqslant E_o\leqslant 2000$ эВ; получена таблица соответствующих значений коэффициентов $A_n(E_o, E_b)$.

Совсем недавно в полуэмпирической модели[1] (Радд,1991) ДДС для электрона эжекции в реакции $He(e,2e)He^+$ представлено в функциональной форме ,которая, как полагает автор, верна для любого набора параметров, в широкой области энергии падающего электрона и энергии эжекции. В аналитическом выражении для сечения с самого начала заложены основные физические требования, а параметры определены фитированием под экспериментальные данные[3,4]. Полуэмпирическая формула[2] неплохо описывает ДДС при больших, а модель[1]- при более низких энергиях падающего электрона.

В данной работе энергетическое и угловое распределения электронов эжекции в $He(e,2e)He^+$- реакции рассматриваются в ПБП в широкой области кинематических переменных. При этом ставилась основная цель выявить кинематические условия, при которых ПБП применимо к описанию характеристик (e,2e)-спектра эжекции на гелии. Проведен комплексный анализ наших результатов и имеющихся экспериментальных данных[3,4,7], а также теоретических[13] и полуэмпирических[1,2] оценок по ДДС, ОДС и угловым коэффициентам. Кроме того, исследовались поведение коэффициента угловой анизотропии при разных значениях энергий налетающего и испущенного электронов, а также влияние разных мультипольных слагаемых ДДС на поведение характеристик электрона эжекции. Обсуждался также вопрос сходимости по числу учитываемых в расчетах ДДС парциальных волн. ДДС и ОДС при этом вычислялись путем численного интегрирования ТДС при помощи программы, разработанной и использованной[16,17] нами ранее для изучения реакции $He(e,2e)He^+$ в условиях совпадательного (e,2e)-спектра. Было показано[16,17], что при энергиях падающего электрона $E_o\geqslant 4000$ эВ ПБП применимо к описанию ТДС для (e,2e)-процесса. Наши расчеты проводились с использованием структурной модели гелия, которая привела к весьма хорошим оценкам характеристик (e,2e)-процесса в условиях совпадательного спектра.

В разделе 2 рассматривается теоретический формализм и приведены формулы для ДДС, ОДС и ПИС. В разделах 3 и 4 излагаются модель расчета, результаты, обсуждение и заключение.

## 2. Теоретический формализм

Процесс ионизации атома гелия ударом быстрой заряженной частицы представим как

$$\mathrm{He}(\alpha_o)+\mathrm{P}(\mathbf{k}_o) \Rightarrow \mathrm{He}^+(1s)+\mathrm{P}(\mathbf{k}_a)+e(\mathbf{k}_b) , \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}_o$, $\mathbf{k}_a$, $\mathbf{k}_b$ - импульсы падающей, рассеянной частиц и выбитого электрона соответственно. Ниже будем пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием и используем LS-представление для описания (e,2e)-процесса. ТДС ионизации атома в ПБП можно записать в виде[16-18]:

$$\frac{d^3\sigma}{dE d\Omega_a d\Omega_b} = \frac{k_a}{k_o} |T_{fi}|^2 . \qquad (2)$$

Здесь $T_{fi}$ - амплитуда ионизации:

$$T_{fi} = - \frac{2\pi}{Q^2} \langle \Phi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}} | \sum_{k=1,2} e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_k} | \Phi_o \rangle , \qquad (3)$$

$\mathbf{Q} = \mathbf{k}_o - \mathbf{k}_a$ - переданный импульс, $\Phi_o(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$- волновая функция основного состояния гелия, а $\Phi_{\mathbf{k}_{b,f}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$- волновая функция его конечного состояния, она должна быть ортогональна к функции основного состояния $\Phi_o$: таким образом, $\Phi_{\mathbf{k}_{b,f}}$ выбирается в виде:

$$\Phi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}} = \psi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}} - \langle\Phi_o | \psi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}} \rangle \Phi_o . \qquad (4)$$

Функция $\psi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}}$ по координате $r$ электрона эжекции удовлетворяет граничным условиям, соответствующим расходящимся волнам, и нормирована как

$$\langle \psi^{(-)}_{\mathbf{k}'_{b},f'} | \psi^{(-)}_{\mathbf{k}'_{b},f'} \rangle = \delta(E_b-E'_b)\delta(\mathbf{k}_b-\mathbf{k}'_b)\delta_{ff'} . \qquad (5)$$

Для функций $e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}}$, $\Phi_o(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ и $\psi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}}$ используем следующие разложения

$$e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}} = 4\pi \sum_{\lambda\mu} i^{\lambda} j_{\lambda}(Qr) Y^*_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{Q}}) Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}}) , \qquad (6)$$

$$\Phi_o(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = \sum_{l_o,m_o} a_{l_o}(r_1,r_2) Y^*_{l_o m_o}(\hat{\mathbf{r}}_1) Y_{l_o m_o}(\hat{\mathbf{r}}_2) , \qquad (7)$$

$$\psi^{(-)}_{\mathbf{k}_{b,f}} = \sum_{lm} i^l e^{i\delta_l} F_{blm}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) Y^*_{lm}(\hat{\mathbf{k}}_b) , \qquad (8)$$

где $j_{\lambda}(Qr)$ - функция Бесселя, $Y_{lm}(\mathbf{r})$ - сферическая функция. Здесь $a_l(r_1,r_2)$ суть коэффициенты разложения функции $\Phi_o(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$. Функция $F_{blm}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ представляется в виде:

$$F_{blm}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[f_{E_b l}(r_1)Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}_1)\varphi_{1s}(r_2)Y_{oo}(\hat{\mathbf{r}}_2)+(-1)^s(1\rightleftarrows 2)\right]. \quad (9)$$

Здесь $f_{E_b l}$ - радиальная волновая функция выбитого электрона, $\delta_l$ - фаза рассеяния, s-полный спин атома. Подставляя выражения (6)-(7) в формулу (3), учитывая также (4), (8) и (9) и проводя стандартные вычисления[19], можно привести формулу (3) к виду:

$$T_{fi}=\sum_{lm} t_l(k_b,Q)Y^*_{lm}(\hat{Q})Y_{lm}(\hat{k}_b) \ . \quad (10)$$

где $t_l(k_b,Q)$ - парциальная амплитуда, которая имеет вид [16,17]:

$$t_l = -\frac{4\sqrt{2\pi}}{Q^2}\, e^{i\delta_l} R_l(k_b,Q) \ . \quad (11)$$

Подставляя выражение (10) в (2) и используя известное соотношение для произведения двух сферических функций от одного и того же аргумента[19], а также проводя суммирование по m и m' с учетом ортогональности коэффициента Клебша-Гордона, получаем:

$$\frac{d^3\sigma}{dEd\Omega\, d\Omega} = \frac{k_a k_o}{4\pi E/Ry}\sum_{ll'LM}\frac{(2l+1)(2l'+1)}{2L+1}\langle l0l'0|L0\rangle^2$$

$$\times\, t_l(k_b,Q)t_{l'}(k_b,Q)Y^*_{LM}(\hat{Q})Y_{LM}(\hat{\mathbf{k}}_b) \ ; \quad (12)$$

здесь $E_o/Ry$ означает энергию падающего электрона в ридбергах. Отметим, что углы векторов $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{k}_b$ в формуле (12) определены в системе, где ось Z направлена вдоль вектора $\mathbf{k}_o$. В дальнейшем мы ограничиваемся рассмотрением компланарных реакций $He(e,2e)He^+$, при которых импульсы $\mathbf{k}_o,\mathbf{k}_a$ и $\mathbf{k}_b$ (а следовательно, и $\mathbf{Q}$) лежат в одной плоскости. Будем считать, что угловое распределение рассеянной частицы обладает симметрией относительно направления падающего пучка. В этом случае можно проинтегрировать выражение (12) по азимутальному углу рассеянной частицы $\varphi_a$: воспользуемся тем, что он равен азимутальному углу вектора переданного импульса $\varphi_Q$. Затем, проводя суммирование по квантовому числу M с учетом ортогональности сферических функций, можно записать:

$$\frac{d^3\sigma}{dEd\bar{\Omega}_a d\Omega_b} = \sigma^{(3)} = \sum_L C_L^{(3)}(E_o,E_b,\theta_a)P_L(\cos\theta_b) \ . \quad (13)$$

Здесь $d\bar{\Omega}_a = d(\cos\theta_a)$. Угловой коэффициент в (13) имеет вид:

$$C_L^{(3)}(E_o,E_b,\theta_a)=\frac{k_a k_o}{8\pi E_o/Ry}\sum_{ll'}(2l+1)(2l'+1)\langle l0l'0|L0\rangle^2$$

$$\times\, t^*_l(k_b,Q)t_{l'}(k_b,Q)P_L(\cos\theta_Q) \ . \quad (14)$$

ДДС для электрона эжекции получаем, интегрируя выражение (13) по направлениям рассеяния электрона. Заменяя интегрирование по углу рассеяния $\theta_a$ интегрированием по абсолютному значению переданного импульса $Q$, можно представить ДДС в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_b} = \sigma^{(2)}(E_o,k_b) = \sum_L C_L(E_o,E_b)P_L(\mathrm{Cos}\theta_b) \ . \qquad (15)$$

Здесь угловой коэффициент $C_L$ в ДДС определяется формулой :

$$C_L(E_o,E_b) = \frac{1}{k_a k_o}\int_{Q_{min}}^{Q_{max}} C_L^{(3)}(E_o,E_b,Q)QdQ \ . \qquad (16)$$

При проведении интегрирования в формулах (15) и (16) использованы следующие соотношения

$$Q^2 = k_o^2 - 2k_o k_a \mathrm{Cos}\theta_a + k_a^2 \ , \quad d\Omega_a = \mathrm{Sin}\theta_a d\theta_a = \frac{1}{k_a k_o} Q\, dQ \ . \qquad (17)$$

Из формулы (17) видим, что $Q_{min}=k_o-k_a$ и $Q_{max}=k_o+k_a$. Интегрируя выражение (13) по углам эжекции, получаем ДДС для рассеянной частицы:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_a dE_a} = \sigma^{(2)}(E_o,E_a,\theta_a) = \frac{8k_a k_o}{E_o/Ry}\frac{}{Q^4}\sum_l (2l+1)|R_l(k_b,Q)|^2 = 4\pi C_o^{(3)} \ . \qquad (18)$$

Одинарное дифференциальное сечение, как мы видим, можно получить двумя разными путями: интегрированием выражения (15) по углам эжекции $\theta_b$ или же интегрированием (18) по углу $\theta_a$. В первом случае с учетом формул (11), (16) и (18) мы имеем:

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = \sigma^{(1)}(E_o,E_b) = 4\pi C_o(E_o,E_b) = \frac{16\pi}{E_o/Ry}\sum_l (2l+1)\int_{Q_{min}}^{Q_{max}} |R_l(k_b,Q)|^2 \frac{dQ}{Q^3} \ . \qquad (19)$$

Легко убедиться в том, что интегрирование сечения (18) по углу рассеяния $\theta_a$ с учетом (18) приводит к идентичному с (19) выражению. Отметим, что такое равенство выполняется в случае приближения, согласно которому ионизация происходит в результате только однократных столкновений. Учитывая формулу (19), ДДС (15) можно представить в следующей форме:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_a dE_a} = \frac{\sigma^{(1)}(E_o,E_b)}{4\pi}\left[1+\sum_L \beta_L(E_o,E_b)P_L(\mathrm{Cos}\theta_b)\right] \ . \qquad (20)$$

Здесь $\beta_L$- коэффициент, который равен

$$\beta_L(E_o,E_b)= \frac{C_L(E_o,E_b)}{C_o(E_o,E_b)} \quad . \tag{21}$$

Интегрирование выражения (19) по энергии эжекции $E_b$ дает полное ионизационное сечение:

$$\sigma(E_o) = 4\pi\int_0^{E_o-I} dE_b C_o(E_o,E_b) \quad . \tag{22}$$

## 3. Модель и процедура вычисления

В работе используется структурная модель атома , ранее использованная нами[16,17] для расчетов характеристик прямой и резонансной $He(e,2e)He^+$-реакции в условиях совпадательного спектра.

Волновая функция для эжектированного электрона $f_{E_b l}(r)$ (форм.(8) и (9)) получена путем численного интегрирования радиального уравнения Шредингера вида:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k_b^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} + V_{SP}(r)\right] f_{E_b l}(r) - \int_0^\infty dr' W_l(r,r') f_{k_b l}(r')=0 \quad . \tag{23}$$

Здесь потенциал $V_{SP}(r)$ содержит[23] статическую и поляризационную компоненты, а нелокальный потенциал $W_l(r,r')$- обменную часть взаимодействия электрона эжекции с ионом $He^+(1s)$.

При больших $r$ функция $f_{E_b l}(r)$ удовлетворяет асимптотическому условию

$$f_{lE_b}(r) \Rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi k_b}}\, \mathrm{Sin}\left[k_b r + \frac{1}{k}\ln(2k_b r) - \frac{\pi}{2}l + \delta_l\right] \quad . \tag{24}$$

Здесь $\quad \delta_l = \eta_l + \sigma_l, \qquad \eta_l = \arg(l+1-i/k_b)$

и $\sigma_l$ является дополнительным сдвигом фазы, вызванным отклонением от чистой кулоновской волны. В качестве функции основного состояния взята шестипараметрическая функция Хиллерааса. Функция $f_{E_b l}(r)$ была ортогонализована к функции основного состояния с помощью процедуры Шмидта. Для получения ДДС и ОДС мы использовали комплексную программу, разработанную и использованную нами[16,17,20-22] ранее при расчетах ТДС и ТДОСО $He(e,2e)He^+$-реакции. В расчетах парциальные волны включались с тем, чтобы обеспечить точность в трех значащих цифрах в ДДС. Проверка нашей программы проводилась путем сравнения с теоретическими оценками[13], что привело к совпадению в 3 - 4 значащих цифрах.

## 4. Результаты и обсуждения

Основные результаты настоящих расчетов характеристик углового и энергетического распределений электрона эжекции в прямой He(e,2e)He$^+$- реакции для различных кинематических условий приведены на рисунках 1-9 и в таблицах 1-3 в сравнении с соответствующими экспериментальными данными[3,4,7] и полуэмпирическими[1,2] и теоретическими[13] оценками.

Рис. 1-6 иллюстрируют зависимость угловых коэффициентов $C_L(E_o,E_b)$ (см. формулу (16)) от мультипольного момента L при энергиях налетающего электрона 200, 300, 500, 600, 1000 и 2000 эВ и электрона эжекции - 2, 10, 20 и 40 эВ. При энергии E≥500 эВ падающего электрона для различных энергий эжекции наши результаты согласуются с экспериментальными данными[3,4] и полуэмпирическими оценками[2] (рис. 1-5, $E_o$=0,5, 0,6, 1 и 2 кэВ). Видно, что при $E_o$=1000 эВ экспериментальные данные[3,4] и наши оценки весьма близки (рис. 1-4, $E_o$=1000 эВ), а при $E_o$=2000 эВ они выглядят почти совпадающими (рис. 1-4, $E_o$=2000 эВ), в то же время для $E_o$=500,600 эВ имеется согласие в пределах ошибок (рис.1-4). При $E_o$= 300 эВ и $E_b \leq$ 20 эВ наши расчеты дают удовлетворительное приближение к экспериментальным данным[4] (рис. 6, $E_b$= 2, 10, 20 эВ).

В случае энергии 200 эВ падающего электрона мы также видим некоторое согласие настоящих расчетов с экспериментом[3,4]. Для энергии эжекции 2 эВ наши расчеты дают неплохое приближение к экспериментальным данным Эрхардта[3] за исключением некоторого отклонения при L=1. Экспериментальные данные Горуганту и Вонхама[4] заметно отличаются от данных Эрхардта и др.[3] при L=0, 1 и 3 (рис.1, $E_o$=200 эВ). При энергиях эжекции $E_b$>2 эВ рассчитанные нами значения коэффициента $C_L(E_o,E_b)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при L= 0 и 3. Однако для остальных значений L вычисление значения этого коэффициента расходится с экспериментальными данными, особенно сильное отклонение наблюдается при L=1.

Таким образом, рисунки 1-6 демонстрируют, что при энергиях падающего электрона $E_o$≥500 эВ для любых значений энергии выбитого электрона ПБП хорошо описывает ДДС для электрона эжекции в He(e,2e)He$^+$- реакции. Чем выше энергия падающего электрона, тем лучше наши расчеты описывают экспериментальные данные[3,4]. При энергии налетающего электрона 200 и 300 эВ расчеты в ПБП, в общем, качественно описывают экспериментальные данные по ДДС (рис. 1-4, $E_o$= 200 эВ, рис.6).

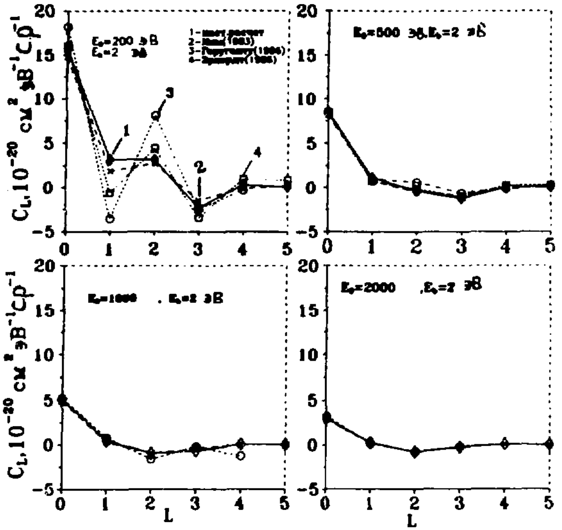

Рис.1. Зависимость углового коэффициента $C_L(E_0,E_b)$ от мультипольного момента L

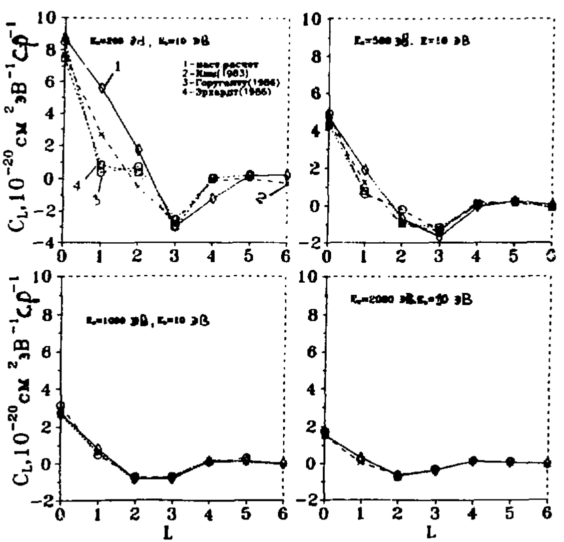

Рис.2.То же, что и на рис.1

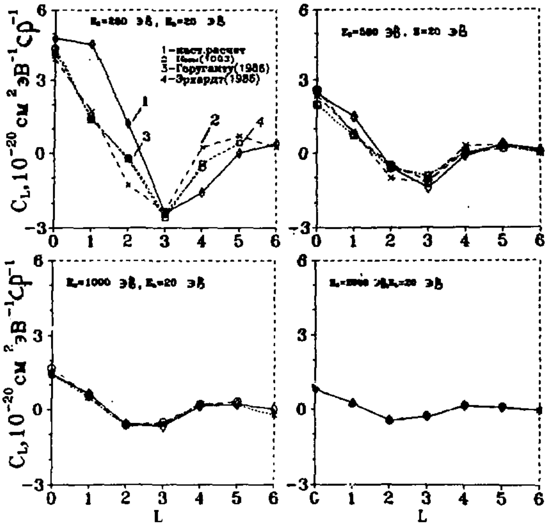


Рис.3.То же, что и на рис.1

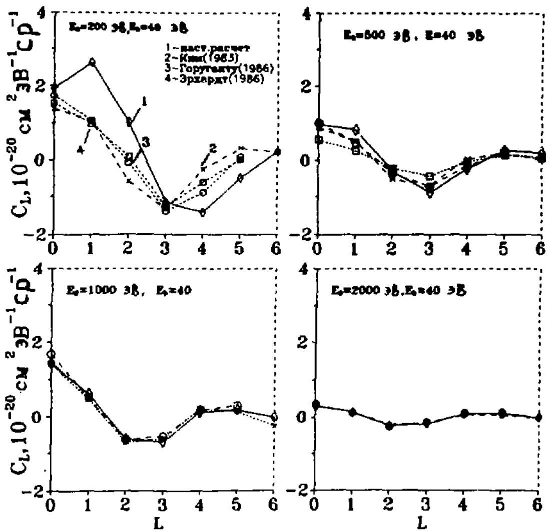


Рис.4.То же, что и на рис.1

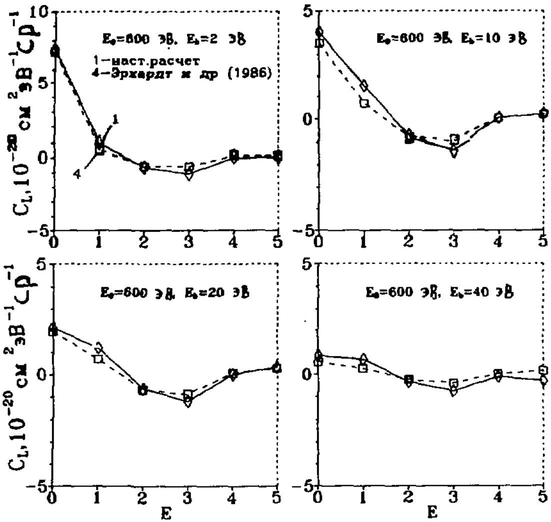


Рис.5.То же, что и на рис.1

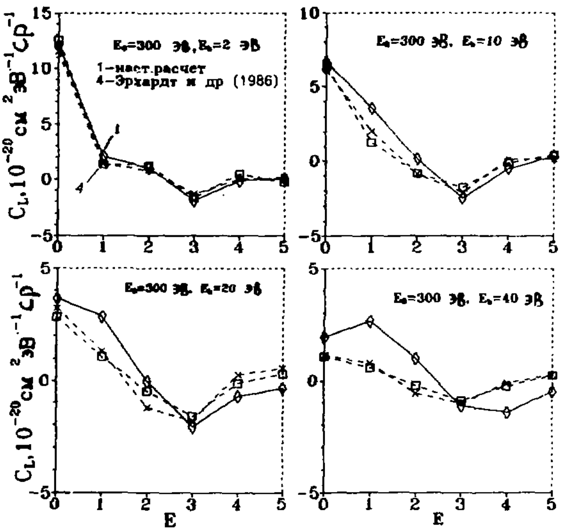


Рис.6.То же, что и на рис.1

Табл. 1. ДДС как функция от угла эжекции $\theta_b$ при $E_o$=200, 2000 и $E_b$=2 эВ. ДДС в $10^{-20}$см$^2$ср$^{-1}$эВ$^{-1}$

| $E_o$ | 200 эВ | | | | 2000 эВ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | эксп. | | теор. | | эксп. | теор. | |
| $\theta_b$ | a | b | c | e | b | c | e |
| 0 | | | 19.4 | | | | |
| 30 | 17.4 | 19.3 | 19.5 | 19.9 | 2.74 | 2.48 | 2.53 |
| 60 | 16.0 | 16.6 | 17.9 | 18.3 | 3.48 | 3.26 | 3.35 |
| 90 | 14.3 | 14.0 | 13.8 | 14.2 | 2.65 | 3.48 | 3.49 |
| 120 | 13.8 | 18.0 | 12.7 | 13.2 | 2.78 | 2.79 | 2.89 |
| 150 | 21.0 | 27.1 | 15.5 | 16.1 | 2.69 | 2.33 | 2.40 |
| 180 | | | 17.4 | | | | |

a-эксп.данные(Эрхардт и др.,1986),
b-эксп.данные(Горуганту и Вонхам,1986)
c-настоящие расчеты.e-оценки(Белл и Кингстон,1975)

Табл. 2*. Мультипольные слагаемые ДДС как функции от угла эжекции $\theta_b$. $E_b$=2 эВ, ДДС в $10^{-20}$см$^2$ср$^{-1}$эВ$^{-1}$

| L | $\beta_L P_L$ \ $\theta_b$ | 0° | 30° | 60° | 90° | 120° | 150° | 180° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | $E_o$ = 200 эВ | | | | |
| 1 | $\beta_1 P_1$ | 0.206 | 0.178 | 0.103 | $-0.335^{-7}$ | $-0.103$ | $-0.178$ | $-0.206$ |
| 2 | $\beta_2 P_2$ | 0.204 | 0.128 | $-0.026$ | $-0.102$ | $-0.026$ | 0.128 | 0.205 |
| 3 | $\beta_3 P_3$ | $-0.146$ | $-0.048$ | 0.064 | $-0.359^{-7}$ | $-0.064$ | 0.48 | 0.147 |
| 4. | $\beta_4 P_4$ | $-0.23$ | $-0.543^{-3}$ | $0.671^{-2}$ | $-0.870^{-2}$ | $0.671^{-2}$ | $-0.543^{-3}$ | $-0.232^{-1}$ |
| | | | | $E_o$ = 2000 эВ | | | | |
| 1 | $\beta_1 P_1$ | 0.069 | 0.060 | 0.034 | $-0.112^{-7}$ | $-0.034$ | $-0.396$ | |
| 2 | $\beta_2 P_2$ | $-0.289$ | $-0.181$ | 0.036 | 0.145 | 0.036 | $-0.181$ | |
| 3 | $\beta_3 P_3$ | $-0.104$ | $-0.034$ | 0.045 | $-0.245^{-7}$ | $-0.045$ | 0.034 | |
| 4 | $\beta_4 P_4$ | 0.017 | $0.393^{-3}$ | $-0.484^{-2}$ | $0.628^{-2}$ | $-0.484^{-2}$ | $0.393^{-3}$ | |

*) в табл.2 и 3 принято обозначение $a^{-b}$, соответствующее $a \cdot 10^{-b}$.

Табл.3. Зависимость коэффициента анизотропии $\beta_L(E_o, E_b)$ от мультиполя L при энергиях падающего электрона 200 и 2000 эВ. $E_b$=2 эВ

| | L | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | $E_o$=200 эВ | | | | |
| $\beta_L$ | a | $-3.68^{-2}$ | $2.78^{-1}$ | $-2.14^{-1}$ | $6.11^{-2}$ | $5.30^{-2}$ | $-3.06^{-2}$ | - | - |
| | b | $-1.95^{-1}$ | $4.45^{-1}$ | $-1.34^{-1}$ | $-1.65^{-1}$ | - | - | | |
| | c | $-2.06^{-1}$ | $2.05^{-1}$ | $-1.47^{-1}$ | $-2.32^{-2}$ | $-3.26^{-3}$ | $1.03^{-3}$ | $1.56^{-5}$ | |
| | | | | | $E_o$=2000 эВ | | | | |
| $\beta_L$ | b | $4.03^{-2}$ | $-2.43^{-1}$ | $8.50^{-2}$ | - | - | | - | - |
| | c | $6.88^{-2}$ | $-2.89^{-1}$ | $-1.04^{-1}$ | $1.68^{-2}$ | $3.09^{-3}$ | | $-3.92^{-4}$ | $-8.98^{-5}$ |

a-эксп. данные (Эрхардт, 1986), b-эксп. данные (Горуганту и Вонхам, 1986)
c-настоящие расчеты

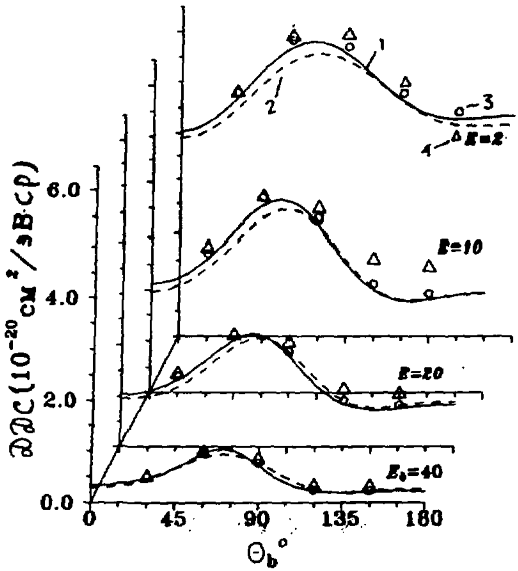


Рис.7. ДДС как функция от угла эжекции $\theta_b$. $E_0$ = 1 кэВ. 1- настоящий расчет; 2- полуэмпирические оценки[2] (Ким, 1983); 3- эксперимент[4] (Горуганту и Бонхам, 1986); 4- расчет[13] (Белл, Кингстон, 1975)

На рис. 7 и 8 полученная нами зависимость ДДС от угла эжекции при энергиях налетающего электрона 1000 и 2000 эВ и электрона эжекции 2, 10, 20 и 40 эВ сравнивается с эксперимeнтальными данными[4], а также теоретическими[13] и полуэмпирическими оценками[2]. Как видно, при больших энергиях эжекции $E_b$>20 эВ все сравниваемые результаты оказываются весьма близкими (рис. 7-8, $E_b$=40 эВ). Для энергий эжекции $E_b$>20 эВ лучшее приближение эксперимента[4] дают наши расчеты. При энергиях эжекции $E_b$≤20 эВ теоретические оценки[13], сосчитанные в ПБП, несколько расходятся с экспериментом (рис. 7, $E_b$=2, 10, 20 эВ, рис. 8, $E_b$=2, 10 эВ). Причина расхождения наших результатов и оценок[13], по-видимому, состоит в следующем. В настоящей работе в расчеты включено до 15 парциальных волн поляризованных орбиталей в разложении волновой функции континуума (см. формулу (8)). В то же время в работе[13] учтены только 7 парциальных волн, три первые (l=0,1 и 2) из которых являются поляризованными орбиталями, а остальные- хартри-фоковскими функциями. В работе[17] было показано, что при энергиях эжекции $E_b$>20 эВ ТДС асимметричной He(e,2e)He$^+$-реакции слабо чувствительно к искажениям парциальных волн с увеличением l. Следовательно, при $E_b$>20 эВ некоторое незначительное расхождение наших результатов и оценок[13], по-видимому, обусловлено отличием числа учитываемых в расчетах парциальных волн (рис. 7, 8, $E_b$ = 40 эВ). При $E_b$≤20 эВ, как упоминалось выше, искажения волн играют важную роль до достаточно больших значений l. В этом случае увеличение числа поляризованных орбиталей, учитываемых в расчетах, вероятно, приводит к некоторому улучшению точности наших результатов по отношению к эксперименту[4] (рис. 7 и 8, $E_b$= 2, 10, 20).

Табл.1,2 и 3 демонстрируют роль знака коэффициента анизотропии $\beta_2$ и мультипольных слагаемых в поведении ДДС как функции от угла эжекции $\theta_b$ при разных кинематических условиях. При энергиях падающего электрона 200 эВ и электрона эжекции $E_b$=2 эВ ДДС имеет минимум в области угла эжекции $\theta_b$=90°, однако при $E_b$=2000 эВ и $E_b$=2 эВ вместо минимума появляется максимум (табл.1). Для энергии $E_b$=200 эВ в окрестности $\theta_b$=90° в ДДС (см. формулу (20)) доминирует мультипольное слагаемое $\beta_2 P_2(\mathrm{Cos}90°)$, оно имеет отрицательное значение (табл.2, 200 эВ). Для энергии $E_0$=2000 эВ мультипольное слагаемое $\beta_2 P_2(\mathrm{Cos}90°)$ также является доминирующим, но оно имеет положительное значение, что приводит к поднятию кривой ДДС (табл.2, 2000 эВ). Таким образом, различие в поведении ДДС как функции от

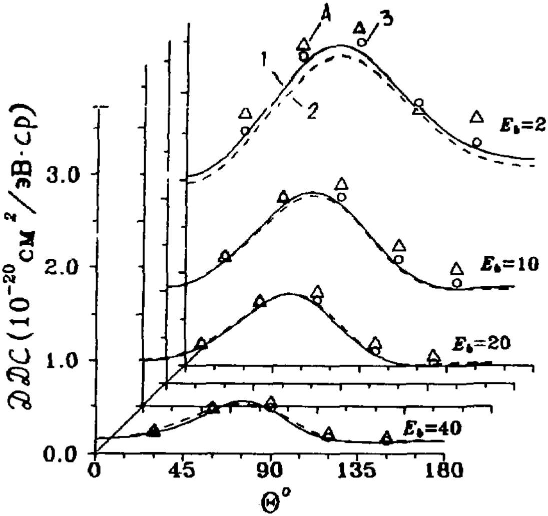


Рис.8.То же, что и на рис.7, $E_0$=2 кэВ.

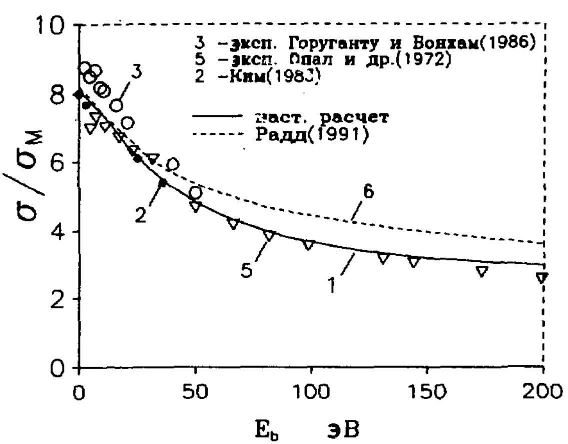


Рис.9.ОДС как функция от энергии эжекции $E_b$, $E_0$=2000 эВ

угла $\theta_b$ (табл.1) обусловлено анизотропностью углового распределения электронов эжекции (различием знака коэффициента $\beta_2(E_o,E_b)$) при энергиях падающего электрона 200 и 2000 эВ для $E_b$=2 эВ (табл. 3).

Рис. 9 иллюстрирует поведение ОДС, отнесенного к сечению Мотта[1] (см. формулу (19)). как функции от энергии эжекции $E_b$ при энергии налетающего электрона $E_o$=2000 эВ. Здесь наши результаты сравниваются как с экспериментальными данными[4,7], так и с оценками[1,2]. Полученные нами оценки неплохо согласуются с экспериментальными данными[7] и оценками[1]. При малых энергиях $E_b$<20 эВ наши и другие оценки дают несколько заниженные значения ОДС по сравнению с экспериментом[3]. Однако при $E_b$> 20 эВ наши расчеты дают хорошее приближение к эксперименту[7] (рис.9). Таким образом, рис.9 подтверждает, что расчеты, проведенные в ПБП, достаточно хорошо описывают энергетическое распределение выбитого электрона в $He(e,2e)He^+$- реакции в широком интервале энергии эжекции.

## Заключение

В работе в первом борновском приближении (ПБП) рассматривается угловое и энергетическое распределения электронов эжекции в реакции $He(e,2e)He^+$. Основной целью ставилось исследовать вопрос о применимости ПБП к описанию характеристик электрона эжекции в свете недавних экспериментальных данных[3,4] и выявить кинематические условия, при которых это приближение справедливо. Проводился комплексный анализ имеющихся экспериментальных данных, теоретических и полуэмпирических оценок по ДДС и ОДС. Кроме того, исследовались поведение коэффициента угловой анизотропии и роль мультипольных слагаемых ДДС в угловом распределении электрона эжекции при различных кинематических условиях. Волновая функция электрона в континууме описывалась решением уравнения Шредингера в потенциале, содержащем статическую, обменную и поляризационную компоненты. В качестве начального состояния гелия использовалась шестипараметрическая функция Хиллерааса.

Наши расчеты по угловым коэффициентам (рис.1-6), угловому (рис.7 и 8) и энергетическому (рис.9) распределениям показывают, что ПБП применимо к описанию характеристик электрона эжекции в $He(e,2e)He^+$-реакции при энергиях падающего электрона $E_o \geqslant$ 500 эВ для любых энергий эжекции. При энергиях налетающего электрона 200 и 300 эВ ПБП может качественно описывать спектр эжекции в (e,2e)-процессе. При энергиях $E_o \geqslant$ 500 эВ для описания характеристик электрона эжекции нужно учитывать в расчете более десяти парциальных волн $l$>10.

Кроме того, из наших расчетов мы видим, что при энергиях падающего электрона 200 и 2000 эВ , $E_b$ = 2 эВ и в окрестности $\theta_b$=90$^0$ различия в угловых распределениях испускаемых электронов обуславливаются анизотропностью ($\beta_2$ имеют разные знаки) и доминированием мультипольных слагаемых $\beta_2 P_2(\mathrm{Cos}\theta_b)$ в ДДС в обоих случаях (табл.1-3).

Авторы благодарят проф. В.В.Балашова за стимулирующие обсуждения и полезные советы, также С.Данзана и Л.Г.Заставенко за интерес к работе .

Литература

1. Rudd M.E.:Phys.Rev. A44, 1991 ,1644
2. Kim Y.K.:Phys.Rev.A28, 1983 ,656
3. Muller-Fielder R., Jung K.and Ehrhardt H.: J.Phys. B19,1211(1986)
4. Goraganthu R.R.and Bonham R.A.: Phys. Rev. A34, 103(1986)
5. Mohr C.B.O.and Nicall F.h.: Proc. R.Soc. London, Ser.A144,596(1934)
6. Goodrich M.: Phys. Rev.,52,259(1937)
7. Opal C.B., Beaty E.C. and Peterson W.K.:At. data Nucl.data Tables 4,209 (1972)
8. Oda N., Nishimura F. and Tahira S.: J.Phys. Sos. Jpn,33,462 (1972), Oda N.: Radiat. Res.,64, 1975 ,80 Tahira S. and Oda N.: ibid.,35, 1973 ,582
9. Rudd M.E. and Dubois R.D.: Phys. Rev. A16, 26(1977)
10. Shyn T.W., Sharp W.E. and Kim Y.K.: Phys. Rev. A19, 557(1979)
11. Manson S.T., Toburen L.H., Madison D.H. and Stolterfoht N.: Phys. Rev. A12, 60(1976)
12. Avaldi L., Camilloni R., Fainelli E. and Stefani G.: Nuov. Cim. 9D, 97(1987)
13. Bell K.L. and Kingston A.E.: J. Phys. B8, 2666(1975)
14. Балашов В.В., Липовецкий В.С., Сенашенко В.С.: Вестник МГУ,1, 1973 , 116
15. Мищенко Т.В., Сенашенко В.С., Страхова С.И.: Оптика и Спектроскопия,43, 1977 ,34
16. Lhagva O.: Z. Phys. D23, 1992 ,321
17. Амирханов И.В., Лхагва О., Москаленко И.В. и Хэнмэдэх Л.: Оптика и Спектроскопия,69, 1990 , 1212
18. Балашов В.В., Липовецкий В.С., Сенашенко В.С.: ЖЭТФ,63,1972,1622
19. Балашов В.В. и др. Теоретический практикум. Под. ред Балашова В.В., Москва: Энергоиздат, 1984

20. Lhagva O., Badamdamdin R., Strakhova S.I. and Hehnmedeh L.: J. Phys. B24, 1991 ,4249
21. Lhagva O., Badamdamdin R., Strakhova S.I. and Hehnmedeh L.: preprint JINF E4-91-303. Dubna,1991: Z.Phys. D.-in press.
22. Лхагва О., Страхова С.И., Бадамдамдин Р., Хэнмэдэх Л.: Сообщение ОИЯИ Р4-91-129, Дубна. 1991 .
23. McDowell M.R.C., Mopran L.A. and Myerscough V. P.: J. Phys. B6. 1973 ,1435

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1993 года.