

01;02

## Многоэлектронные эффекты в атомных процессах

© М.Я. Амусья<sup>1</sup>, Л.В. Чернышева<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт физики им. Рака, Хибру Университет, Иерусалим, 91904 Израиль<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 января 1999 г.)

Демонстрируется большая роль коллективизации электронов в атомах и квазиатомных образованиях. Подробно обсуждается приближение случайных фаз с обменом, позволяющее учитывать эти эффекты. Отмечается необходимость выхода при рассмотрении ряда процессов за рамки приближения, что достигается его объединением с теорией возмущений. Роль коллективных эффектов иллюстрируется результатами недавно проведенных расчетов сечений фотоионизации атомарного йода и его положительных и отрицательных ионов, одноэлектронной фотоионизации  $\text{Xe}^+$ ; резонансно-усиленного испускания фотонов в столкновении электронов с атомами и квазиатомными образованиями, недипольных поправок к угловому распределению фотоэлектронов, вероятностей двухэлектронных переходов, в которых вся энергия выделяется в виде одного фотона.

### Введение

Цель настоящей работы — показать существенную, а в ряде случаев и определяющую роль так называемого остаточного взаимодействия (ОВ) между электронами в атоме. ОВ есть та часть обычного кулоновского отталкивания, которая не может быть учтена любым выбором среднего атомного поля, в котором находятся его электроны.

Хорошо известно, что среднее поле в атоме вполне сопоставимо по своей величине с ядерным. Поэтому естественно, что оно должно быть учтено точно. Покажем, что ОВ также приводит к большим многоэлектронным (коллективным) эффектам, требующим учета не по теории возмущений, а точно. Параметром  $\xi$ , оценивающим роль коллективизации, служит отношение потенциальной энергии  $W$  взаимодействия данного электрона со всеми одновременно возбуждаемыми к кинетической энергии возбуждения  $\Delta E$ <sup>1</sup>

$$\xi = W/\Delta E \sim \left( \frac{1}{R} \cdot P_0^2 \cdot \frac{R^3}{R} \right) / P_0 \frac{1}{R} \sim R^2 \rho^{1/3}, \quad (1)$$

где  $P_0$  — импульс Ферми, связанный с электронной плотностью  $\rho$  соотношением  $\rho = P_0^3/3\pi^2$ ;  $R$  — характерный размер системы.

Для тяжелых атомов  $\xi \approx 1$ , а для квазиатомных образований, таких как металлические кластеры и фуллерены,  $\xi \gg 1$ , что говорит о значительной или даже очень большой степени коллективизации электронов в этих объектах.

Коллективизация ярче всего проявляется в процессах фотопоглощения, неупругого рассеяния быстрых электронов и распада вакансий. Эти процессы идут и в одноэлектронном приближении, однако характер их протекания, как будет показано далее, кардинально меняется при

учете ОВ. Имеются и процессы, существование которых возможно лишь при учете ОВ, к примеру удаление двух электронов одним фотоном.

Для выявления роли многоэлектронных эффектов наиболее удобно рассматривать атомы, а также положительные и отрицательные ионы с полностью заполненными или полузаполненными электронными оболочками. Особо важны эти эффекты в квазиатомных образованиях.

Для исследований, описанных в настоящей работе, используются аппарат теории многих тел и техника диаграмм Фейнмана.

### Приближение Хартри–Фока и случайных фаз с обменом

Для выявления роли многоэлектронных эффектов надо сначала четко определить, что выбирается в качестве одноэлектронного приближения. Знание того, что учитывается последним, необходимо и для того, чтобы избежать двукратного учета одних и тех же поправок. Одноэлектронным в настоящей работе принимается приближение Хартри–Фока (ХФ). Оно может считаться наиболее точным из последовательно одноэлектронных. В нем электроны рассматриваются движущимися в едином самосогласованном (т. е. определяемом состояниями самих электронов) потенциальном нелокальном поле.

Уравнения ХФ решаются численно [1]. Имея их решение — волновые функции и энергии электронов, можно вычислять сечение поглощения и рассеяния фотонов атомами и сечениям рассеяния (упругого и неупругого) электронов на атомах. Результаты подобных расчетов существенно, иногда даже качественно, отличаются от данных эксперимента. Это говорит о роли коллективизации атомных электронов.

Наиболее простым и теоретически последовательным методом ее учета является приближение случайных фаз

<sup>1</sup> Нами использовалась атомная система единиц  $e = \hbar = m_e = 1$ .

с обменом (ПСФО) [2]. В его рамках, к примеру, амплитуда  $D(\omega)$  поглощения фотона энергии  $\omega$  представляется в виде суммы ее ХФ значения  $d$  и дополнительного члена  $\Delta D(\omega)$ , который определяется выражением  $\Delta \hat{D}(\omega) = \hat{D}(\omega)\hat{\chi}(\omega)\hat{U}$ . В результате все уравнение ПСФО в операторной форме приобретает вид

$$\hat{D}(\omega) = \hat{d} + \hat{D}(\omega)\hat{\chi}(\omega)\hat{U}. \quad (2)$$

Здесь второй член описывает возбуждение (удаление) рассматриваемого электрона по следующему механизму: сначала любой атомный электрон переходит вследствие поглощения фотона  $\omega$  в виртуальное возбужденное состояние, где он просуществует время  $\chi(\omega)$ , отдав затем благодаря наличию межэлектронного ОВ  $\hat{U}$  энергию  $\omega$  рассматриваемому электрону, который возбуждается или удаляется из атома. Хотя (2) есть операторное уравнение, которое решается численно на компьютере [1], его символическое решение в виде

$$\hat{D}(\omega) = \hat{d}/(1 - \hat{\chi}(\omega)\hat{U}) \quad (3)$$

удобно для качественного анализа ПСФО.

В рамках ПСФО получены следующие основные результаты.

а) Показано, что мощные максимумы в сечениях поглощения фотонов атомами и квазиатомными образованиями — гигантские резонансы (ГР) есть нули знаменателя в (3)

$$1 - \hat{\chi}(\Omega)\hat{U} = 0. \quad (4)$$

Отметим, что  $\Omega = \Omega_0 + i\Gamma$ , где  $\Gamma$  — обратное время жизни резонанса. Для обсуждаемых в данной работе объектов  $\Gamma$  всего в несколько раз меньше  $\Omega_0$ , так что ГР является сравнительно короткоживущим возбуждением атома. Наличие решения уравнения (4) есть следствие коллективизации электронов, принадлежащих по меньшей мере одной подоболочке. Наиболее явно ГР проявляется за порогом  $4d^{10}$ -подоболочки Хе и его соседей, а также в металлических кластерах и фуллеренах.

б) Открыты интерференционные резонансы (ИР) и корреляционные минимумы (КМ). В ИР амплитуда ионизации, к примеру, наружной подоболочки  $\hat{D}_0(\omega_{\text{IR}})$  гораздо больше  $\hat{d}_0$ , что достигается благодаря большой величине амплитуды взаимодействия фотона с внутренней оболочкой  $\hat{D}_i(\omega_{\text{IR}})$ , сильно связанной с наружной с помощью ОВ  $\hat{U}_{i0}$ ,

$$\hat{D}_0(\omega_{\text{IR}}) = \hat{d}_0 + \hat{D}_i(\omega_{\text{IR}})\hat{\chi}_i(\omega_{\text{IR}})\hat{U}_{i0}, \quad D_0(\omega_{\text{IR}}) \gg d_0. \quad (5)$$

В КМ имеет место деструктивная интерференция, так что  $\hat{D}_0(\omega_{\text{CM}}) = 0$ , тогда как  $\hat{d}_0 \neq 0$ . Наиболее хорошо исследованы ИР в Хе и его соседях, а КМ — в субвалентных оболочках атомов благородных газов, начиная с Аг.

Имеется еще и ряд других важных результатов в ПСФО, таких как открытие гигантских автоионизационных резонансов (к примеру, в атомах Mn и Eu);

предсказание ”автоионизации”, возникающей при взаимодействии двух сплошных спектров (в отличие от обычной автоионизации, где один из них представляется дискретным уровнем возбуждения), что характерно для отрицательных ионов с полузаполненными оболочками (к примеру,  $\text{Si}^-$ ); предсказание подавления радиационного распада вакансий за счет деструктивной интерференции различных каналов этого процесса [3].

## За рамками ПСФО

ПСФО имеет принципиальные теоретические ограничения, что делает в ряде случаев необходимым выход за его рамки. Так, в ПСФО потенциал ионизации равен ХФ энергии удаляемого электрона с обратным знаком. Фактически же между этими величинами имеется различие, причем для наружных и субвалентных подоболочек оно весьма значительное. Оно определяется перестройкой электронных подоболочек атома в процессе его ионизации.

Вне рамок ПСФО находится и тот факт, что на каждый атомный электрон помимо ХФ действует и поляризационный потенциал (нелокальный и зависящий от энергии электрона), определяемый виртуальными возбуждениями атома. К примеру, поляризационный потенциал щелочно-земельных атомов так велик, что приводит к связанному состоянию — образованию отрицательного иона [4]. Вне ПСФО лежат и процессы, в которых внешнее поле или налетающий электрон удаляют атомный из промежуточной или внутренней оболочки вблизи ее порога: Оже-распад образующейся вакансии резко усиливает поле притяжения, действующее на медленный, удаляемый из атома электрон. Это приводит к значительным качественным изменениям в форме как Оже-спектра, так и энергетического распределения медленного электрона, в целом именуемым взаимодействием после столкновения (ВПС) [5].

Если удаляемый из атома электрон обладает достаточной энергией, он, как выяснилось, с высокой вероятностью возбуждает или удаляет другой атомный электрон. Подобный ”выбив сходу” существенно сказывается на энергетическом, угловом и спиновом распределениях электронов. Этот процесс тоже лежит вне рамок ПСФО.

Выход за рамки ПСФО осуществляется обычно дополнением его поправками, учитываемыми с помощью многочастичной теории возмущений (МТВ). Так, сам поляризационный потенциал с удовлетворительной точностью можно рассчитать во втором порядке МТВ. Однако действие поляризационного потенциала на электрон следует учесть точно.

Теоретически строгий выход за рамки ПСФО крайне сложен, поскольку даже простейшее промежуточное состояние вне ПСФО включает два взаимодействующих между собой электрона, которые находятся в атомном поле. Описание подобного состояния требует, таким образом, решения квантовой задачи трех тел.

## Примеры сильных многоэлектронных эффектов

1. Сечение фотоионизации йода и его ионов. Сечение фотоионизации Xe и Cs за порогом  $4d^{10}$ -подоболочки характеризуется мощным максимумом и гигантским резонансом. Естественно ожидать, что аналогичной будет ситуация в йоде I. Эксперимент, хотя и показал наличие максимума [6,7], но величиной примерно в три раза меньше, чем в Xe. С тем чтобы прояснить ситуацию, мы провели расчеты, для I и  $I^{++}$  впервые, а для  $I^-$  повторили проведенные ранее [8], но в рамках новых вычислительных возможностей, включая не два взаимодействующих перехода, а до десяти.<sup>2</sup> В результате расчета оказалось, что сечения фотоионизации I и  $I^-$ , начиная с 5 Ry, отличаются мало и растут, достигая одинакового максимума в 29 Mb при 6.7 и 7.3 Ry соответственно. Для  $I^{++}$  область дискретных возбуждений гораздо шире — от 4 до 6.1 Ry. Оттуда и начинается сечение фотоионизации, растущее до 26 Mb при 7 Ry. При  $\omega = 10$  Ry сечения I,  $I^-$ ,  $I^{++}$  практически сливаются. Высокая надежность проведенных расчетов позволяет утверждать, что ошибочны данные эксперимента. Во всяком случае их абсолютная величина требует изменения нормировки примерно в три раза, что увеличит размер гигантского резонанса. Последний сказывается и на парциальных сечениях ионизации  $5p$ - и  $5s$ -электронов. Так, пользуясь (5), было показано, что  $D_{5p}$  в максимуме увеличивается под влиянием  $4d^{10}$ -электронов в 2.5 раза по сравнению с  $d_{5p}$ , что соответствует более чем шестикратному увеличению сечения в I, достигающего наибольшей величины при 6.5 Ry.

2. Одноэлектронная ионизация  $Xe^+$ . Сравнительно недавно было показано [3], что сечение однократной фотоионизации Xe под влиянием гигантского резонанса приобретает за порогом  $4d^{10}$ -подоболочки отчетливый максимум. Значительный интерес представляет вопрос о том, существует ли аналогичный максимум при однократной ионизации иона  $Xe^+$ , т.е. в сечении образования  $Xe^{++}$ . Нами<sup>3</sup> были проведены расчеты соответствующего сечения в рамках ПСФО. Обнаружилось весьма значительное, более чем на порядок, увеличение сечения выхода  $Xe^{++}$  под влиянием воздействия  $4d^{10}$ -электронов. Расчеты проводились путем решения уравнения (5). Роль второго члена в  $Xe^+$  оказалась значительно большей, чем в Xe. Экспериментальные данные пока обладают значительным разбросом, притом абсолютные измерения отсутствуют [10]. Однако наличие широкого максимума при 6.6 Ry очевидно. После нормировки данных эксперимента на результаты расчета возникает удовлетворительное согласие в очень широком диапазоне энергий — от 3 до 11 Ry. Воспроизводится и мощный максимум, соответствующий дискретному

переходу  $4d \rightarrow 4f$ , правда, сдвинутый по сравнению с расчетным в сторону более низких энергий на 0.66 Ry.

3. Испускание фотонов при рассеянии электронов. При рассеянии электронов на атомах и квазиатомных образованиях испускаются фотоны. Их источником может быть либо налетающий электрон, либо виртуально возбуждаемая (поляризуемая) в процессе столкновения мишень. Полная амплитуда испускания фотона  $A(\omega)$  аналогично амплитуде поглощения фотона может быть представлена в виде (2). Для быстрых электронов уравнение, определяющее  $A(\omega)$ , упрощается и его решение может быть записано в виде [11]

$$A(\omega, q) \sim \left[ \frac{W(q)}{\omega} + \frac{4\pi\omega}{q^2} \alpha(\omega) \right]. \quad (6)$$

Здесь  $\alpha(\omega)$  есть дипольная динамическая поляризуемость любой мишени — атома или атомоподобного образования;  $q$  — импульс, переданный от электрона мишени;  $W(q)$  — фурье-компонента статического потенциала, действующего на налетающий электрон. Первый член в (6) описывает обычное, а второй — так называемое "атомное" тормозное излучение (ОТИ и АТИ соответственно). При малых  $q$ , т.е. малых углах рассеяния, второй член в (6) становится значительно больше первого. Сильная степень коллективизации атомных электронов обуславливает большую величину  $\alpha(\omega)$  в широком диапазоне частот  $\omega$ . Наличие гигантского резонанса в спектре усиливает  $\alpha(\omega)$ . Поэтому АТИ особенно велико в многоатомных металлических кластерах, фуллеренах, а также в атомах с  $4d^{10}$ - и  $4f^{14}$ -заполненными электронными оболочками. АТИ может усиливать и полный поток излучения с частотами  $\omega \approx \Omega$  (см. (4)) в десятки раз для атомов и на многие порядки для металлических кластеров и фуллеренов. В последних роль ОТИ особо мала.

4. Недипольные поправки к угловому распределению фотоэлектронов. Обычно ионизация атомов и квазиатомных образований фотонами с энергиями в десятки, сотни и даже тысячи электрон-вольт описывается в дипольном приближении, в котором импульсом фотона пренебрегается. При этом угловое распределение фотоэлектронов симметрично плоскости, перпендикулярной направлению потока фотонов. Учет квадрупольных поправок нарушает эту симметрию и выход фотоэлектронов  $I(\Theta, \omega)$  под углом  $\Theta$  к направлению фотонов оказывается пропорциональным выражению [12]

$$I(\Theta, \omega) \sim \left[ 1 + \beta(\omega)P_2(\cos \Theta) + \gamma(\omega)P_1(\cos \Theta) + \eta(\omega)P_3(\cos \Theta) \right]. \quad (7)$$

Здесь  $P_i(\cos \Theta)$ ,  $i = 1, 2, 3$  — полиномы Лежандра;  $\beta(\omega)$ ,  $\gamma(\omega)$  и  $\eta(\omega)$  — довольно сложные выражения, составленные из дипольных и квадрупольных матричных элементов взаимодействия фотона с атомным электроном, а также фаз рассеяния фотоэлектронной волны

<sup>2</sup> Расчеты проводились совместно с С.Т. Мэнсоном и Н.А. Черепковым [9].

<sup>3</sup> Вместе с С.Т. Мэнсоном и Н.А. Черепковым [9].

в поле иона-остатка. Коэффициенты  $\gamma(\omega)$  и  $\eta(\omega)$  пропорциональны (в отличие от  $\beta(\omega)$ ) импульсу фотона  $\kappa = \omega/c$ , где  $c$  — скорость света.

Коллективизация атомных электронов существенно сказывается на зависимости  $\beta$  от  $\omega$ . Так,  $\beta$  для  $5p$ -электронов Хе приобретает под влиянием гигантского резонанса дополнительную мощную осцилляцию.

Недавно были проведены вычисления  $\gamma(\omega)$  и  $\eta(\omega)$  для  $3s$ -электронов Ag с учетом воздействия наружной  $3p^6$ -подоболочки [13]. Влияние последней оказалось весьма существенным: коэффициенты  $\gamma_{3s}(\omega) = -\eta_{3s}(\omega)$  приобрели дополнительную мощную осцилляцию, так что в целом эти коэффициенты стали совершенно отличны от своих значений в приближении ХФ. Отметим, что в водородном приближении  $\gamma_{ns}(\omega)$  определяется весьма просто и не имеет никаких осцилляций:  $\gamma_{ns}(\omega)$ , как и  $\eta_{ns}(\omega)$ , пропорционально  $v/c$ , где  $v$  — скорость фотоэлектрона.

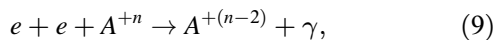
5. Д в у х э л е к т р о н н ы й п е р е х о д с и с п у с к а н и е м о д н о г о ф о т о н а. Если два электрона одновременно изменяют свое состояние, а высвобождающаяся при этом энергия уносится одним фотоном, то процесс этот происходит только благодаря наличию ОВ. Именно оно делает возможным не независимый, а скоррелированный переход двух электронов.

Недавно экспериментально исследовался процесс прохождение многозарядного иона  $Ar^{+18}$  через углеродную пленку, в результате чего ион приобретал два электрона, становясь  $Ar^{+16}$  и испускал один фотон [14]. Энергия этого фотона примерно равна

$$\omega_1 \cong 2(I_{1s} + v^2/2), \quad (8)$$

где  $I_{1s}$  есть потенциал ионизации  $Ar^{+18}$ , равный  $(18)^2 = 32 \text{ Ry}$ ;  $v$  — скорость иона  $Ar^{+18}$ .

Из (8) видно, что  $\omega_1$  много больше энергий любых атомных одноэлектронных переходов. Чтобы рассчитать вероятность процесса  $Ar^{+18} + C \Rightarrow C^{++} + Ar^{+16} + \gamma$  была использована модель, в которой полем атомов углерода пренебрегалось и волновые функции электронов считались чисто кулоновскими в поле ядра с зарядом  $Z = 18$ , с энергиями  $v^2/2$  в начальном состоянии и связанные на  $1s$ -уровне в конечном. Межэлектронное взаимодействие учитывалось в первом порядке теории возмущений. Фактически рассматривался процесс



для которого и вычислялось сечение. Оно сравнивалось с сечением одноэлектронной рекомбинации. Их отношение оказалось равным  $3.6 \cdot 10^{-6}$  в расчете [15] и  $3.1 \cdot 10^{-6}$  в эксперименте. Эти цифры удовлетворительно согласуются друг с другом.

Реакция (9) должна наблюдаться и в электронных охладителях многозарядных ионов, в которых относительные скорости электронов и иона могут считаться равными нулю. Сечение процесса будет зависеть не

только от плотности электронов, но и от структуры электронного пучка, т. е. наличия или отсутствия корреляций в положении электронов.

На первый взгляд, процесс (9) обратный по времени по отношению к двухэлектронной фотоионизации, поэтому их сечения должны быть связаны принципом детального равновесия. Однако фактически сечение (9) соответствует очень малой части (особенно для больших  $v$ ) сечения двухкратной фотоионизации, именно той, в которой ионизованные электроны летят в одном направлении и с равными скоростями. Основной же вклад в двухэлектронную фотоионизацию происходит от той области спектра, где один из электронов уносит фактически всю энергию фотона, а второй удаляется медленно.

## Заключение

Мы показали с помощью общих оценок и на ряде конкретных примеров значительную, а иногда и определяющую роль ОВ и возникающей из-за его наличия коллективизации атомных электронов. Разработанный для ее учета метод ПСФО, согласованный с исходным одночастичным приближением ХФ, достиг в атомной физике чрезвычайно высокой внутренней точности и привел к успеху в описании многих процессов и характеристик. Однако при описании некоторых из них необходим выход за рамки ПСФО. Сделать это теоретически последовательно весьма трудно, хотя и крайне желательно.

Одной из ближайших и важных проблем является разработка методов решения двух- и трехмерных уравнений ПСФО.<sup>4</sup> В случае успеха возникла бы возможность количественного рассмотрения электронной структуры сложных двухатомных молекул, средних и тяжелых атомов в сильных внешних полях — электрическом и магнитном, а также несферических металлических кластеров и фуллеренов с точностью, уже достигнутой при описании изолированных многоэлектронных атомов.

Имеется целый ряд вопросов и соответствующих объектов исследования, которые могут и должны быть исследованы с помощью ПСФО, к примеру фотоионизация возбужденных состояний атомов. Определенного внимания заслуживают и экзотические, на первый взгляд, объекты исследований. К примеру, высоковозбужденные спин-насыщенные состояния атомов, т. е. такие, в которых все спины электронов направлены одинаково. Время жизни подобных состояний легко могут достигать микросекунд, что вполне достаточно для экспериментальных исследований. Коллективизация в спин-насыщенных состояниях должна быть заметно более значительна, чем в основных атомных состояниях.

Еще более экзотическим объектом исследования являются сгустки (группы) электронов, захваченных и удерживаемых сильным лазерным полем. При достаточно

<sup>4</sup> Для атомов после отделения угловых и спиновых переменных эти уравнения являются одномерными.

длительном времени удержания в подобных сгустках должна проявиться структура, а в процессах с их участием и коллективные многоэлектронные эффекты.

В целом область исследования многоэлектронных эффектов в атомных процессах воистину необъятна.

## Список литературы

- [1] *Amusia M.Ya., Chernysheva L.V.* Computation of Atomic Processes. Bristol: Philadelphia: IOP Publishing, 1997. 253 p.
- [2] *Amusia M.Ya.* Atomic Photoeffect. New York; London: Plenum Press, 1990. 272 p.
- [3] *Amusia M.Ya.* // VUV and Soft X-Ray Photoionization / Ed. U. Becker, D. Shirley. 1996. С. 1–46.
- [4] *Gribakin G.F., Gultsev B.V., Ivanov V.K., Kuchiev M.Yu.* // J. Phys. B. 1990. Vol. 23. P. 4505–4509.
- [5] *Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А.* // УФН. 1989. Т. 32. С. 569–572.
- [6] *Nahon L., Svensson F., Morin P.* // Phys. Rev. 1991. Vol. A43. P. 2328–2331.
- [7] *O'Sullivan G.* et al. // Phys. Rev. 1996. Vol. A53. P. 3211–3215.
- [8] *Amusia M.Ya., Gribakin G.F., Ivanov V.K., Chernysheva L.V.* // J. Phys. B. 1990. Vol. 23. N 3. P. 385–391.
- [9] *Amusia M.Ya., Cherepkov N.A., Chernysheva L.V., Manson S.T.* // DAMOP98. Abstracts of papers. Atlanta (USA), 1998. P. 9.
- [10] *Kojima T.M., Sano M., Watanabe N.* et al. // Proc. of XX ICPEAC. Vienna, 1990. P. MO 030.
- [11] *Амусья М.Я.* Тормозное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1990. 204 с.
- [12] *Амусья М.Я., Долматов В.К.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Вып. 5. С. 1664–1667.
- [13] *Amusia M.Ya., Baltenkov A.S., Felfli Z., Msezane A.F.* // VUF<sup>12</sup>. San-Francisco, 1998. P. 12.
- [14] *Warczak A.* et al. // Nuclear Instr. and Meth. 1995. Vol. B98. P. 303–307.
- [15] *Yakhontov V.L., Amusia M.Ya.* // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 55. N 3. P. 1952–1954.