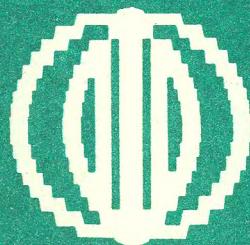




МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. П. Крайнов

АТОМ В СВЕРХСИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКВА 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.П. Крайнов

АТОМ В СВЕРХСИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Текст лекций

Утверждено
редсоветом института

Москва 1989

Крайнов В. П. Атом в сверхсильном световом поле.
Текст лекций. М.: Изд. МИФИ, 1989, 20 с.

Дан обзор теоретических работ по динамике атомов в сверхсильном световом поле. Сверхсильным называется поле, для которого напряженность электрического поля световой волны велика по сравнению с характерной атомной напряженностью. Показано, что вероятность ионизации атома убывает с ростом напряженности сверхсильного поля в отличие от случая слабого поля. Приведены возможные законы этого убывания, найденные в различных работах. Дан критический анализ методов, используемых при нахождении данных закономерностей, в частности известных адиабатических подходов. Рассмотрены свойства метастабильных состояний в сверхсильном световом поле. Сравниваются результаты аналитических и численных расчетов. Результаты могут быть использованы для анализа процессов ионизации атомов очень сильными световыми полями.



Московский
инженерно-физический
институт, 1989 г.

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая лекция содержит обзор теоретических работ, посвященных динамике атома в сверхсильном световом поле. Под сверхсильным полем будем понимать электромагнитное поле оптической частоты, напряженность E электрического поля которого велика по сравнению с атомным значением напряженности E_α . Величина E_α составляется из соображений размерности по характерным параметрам для данного атома и его состояния. Например, для основного состояния атома водорода $E_\alpha = 5 \cdot 10^9$ В/см.

На первый взгляд, кажется, что в поле с напряженностью E и тем более в полях с большей напряженностью атом распадается, прежде чем электрон совершил хотя бы один оборот вокруг ядра (на языке классической механики). В действительности, это — так только для постоянного электрического поля. В переменном поле параметром, стабилизирующим состояние атома, является частота ω поля. Свободный электрон в поле линейно поляризованной электромагнитной волны осциллирует вдоль направления поляризации волны, оставаясь в среднем на одном месте. Таким образом, уход электрона на бесконечность, т.е. ионизация в обычном смысле этого слова отсутствует. На языке квантованного электромагнитного поля можно сказать, что свободный электрон не может реально поглощать фотоны внешнего электромагнитного поля: при этом не могут одновременно удовлетвориться законы сохранения энергии и импульса. При наличии третьего тела, т.е. атомного остатка, такие процессы реально происходят, и электрон может улететь на бесконечность. Из сказанного следует, что вероятность ионизации уменьшается с ростом E в диапазоне сверхсильных полей. Таким образом, вероятность имеет максимум для атомного поля. Вопрос к теории состоит в том, по какому закону происходит убывание вероятности ионизации w с ростом E . Как и в случае слабых полей, естественно, речь идет о вероятности ионизации в единицу времени: полная вероятность, разумеется, стремится к единице с увеличением времени, если поле не выключается.

Если же электромагнитное поле включается и выключается, то вероятность ионизации существенно зависит от времени включения и выключения. При адиабатическом включении и выключ-

чении поля возмущение атома оказывается малым даже при сверхсильном поле. Амплитуда возмущения всегда содержит при этом фактор вида $\exp(-\omega\tau)$, где τ – время включения. При $\omega\tau \gg 1$ этот фактор столь мал, что он доминирует над амплитудой возмущения. Поэтому при постановке задачи о взаимодействии атома со сверхсильным световым полем обычно имеют в виду мгновенный режим включения и выключения поля, несмотря на нерезонансный характер процесса. Именно при мгновенном режиме включения есть понятие вероятности ионизации в единицу времени.

С классической точки зрения атом, помещенный в сверхсильное световое поле, сильно "вытягивается" вдоль направления поляризации поля, причем его состояние может быть достаточно стабильным. С увеличением напряженности "сигарообразность" атома увеличивается, его энергия связи уменьшается, но, как было сказано выше, уменьшается и вероятность ионизации, т.е. мнимая часть энергии указанного метастабильного состояния. Степень его метастабильности определяется соотношением между мнимой и действительной частями энергии. Как правило, такое соотношение может быть получено только численными методами. В рамках классической точки зрения называем световое поле сверхсильным, когда амплитуда свободных колебаний электрона в таком поле существенно больше характерных размеров атома в невозмущенном состоянии. При оптических частотах поля оба определения сверхсильного светового поля эквивалентны.

2. S -МАТРИЧНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В рамках S -матричного метода амплитуда A_i перехода из начального невозмущенного полем атомного состояния Ψ_0 в конечное состояние непрерывного спектра с импульсом p , характеризуемого точной волновой функцией Ψ_p ,

$$A_i = -i \int_0^t \langle \Psi_p | H'(\vec{r}, t') | \Psi_0 \rangle dt'. \quad (1)$$

Здесь H' – взаимодействие атомного электрона с полем (обычно рассматривают одноэлектронное приближение, так что \vec{r} – координата электрона). В дипольном приближении можно записать

$$H'(\vec{r}, t) = \vec{r} \vec{\epsilon} \cos \omega t. \quad (2)$$

Здесь и всюду далее используется атомная система единиц, в которой $\hbar = e = \pi = 1$. Заметим, что справедливость дипольного приближения требует, чтобы электрон оставался нерелятивистским и во внешнем поле. Конечно, это накладывает некоторые ограничения на интенсивность светового излучения. Так как в атомной системе единиц скорость света $c = 137$, то релятивизм становится существенным при условии $\xi/\omega \sim c$ (ξ/ω – скорость электрона в световом поле), т.е. при напряженности поля, в сто раз превышающей атомную напряженность. Таким образом, дипольное приближение нарушается при интенсивностях света порядка 10^{20} Вт/см², и будем предполагать, что значения интенсивности меньше указанного предела, но больше атомной интенсивности 10^{16} Вт/см².

Выражение (1) является точным. Однако точная волновая функция Ψ_p неизвестна. Келдыш [1] предложил использовать вместо нее волновую функцию свободного электрона $\Psi_p^{(0)}$ в электромагнитном поле. Последняя имеет достаточно простой вид, так как отличается от волновой функции свободного электрона заменой импульса \vec{p} на $\vec{p} + \vec{A}/c$, где \vec{A} – векторный потенциал электромагнитного поля. При этом A и ξ связаны соотношением $\xi = -\vec{A}/c$.

Отметим еще, что выражение (1) соответствует постановке задачи с мгновенным включением возмущения в момент времени $t=0$ и выключением его в заданный момент времени t . Как уже говорилось выше, при введении плавной огибающей амплитуды волны, соответствующей адиабатическому включению и выключению поля, амплитуда A_i экспоненциально уменьшается.

Обычно приближение Келдыша используется для полей, меньших атомных. В этом случае характер ионизации определяется так называемым параметром адиабатичности $\gamma = \omega \sqrt{2E_0}/\xi$, где E_0 – невозмущенная энергия исходного атомного состояния. Если $\gamma \gg 1$, то справедлива теория возмущений, и ионизация является многофотонной. Если, напротив, $\gamma \ll 1$, то процесс ионизации представляет собой туннелирование через медленно изменяющийся со временем потенциальный барьер. Вероятность ионизации в последнем случае на примере короткодействующего атомного потенциала была найдена в работе [2]:

$$w_i \sim \sqrt{\xi/\xi_a} \exp(-\xi_a/\xi). \quad (3)$$

Отсюда же можно получить и предел сверхсильных полей $\xi \gg \xi_a$, так как он, очевидно, соответствует условию $\gamma \ll 1$. Опуская экспоненту в (3), получаем [3]:

$$\omega_i \sim \sqrt{\xi/\xi_a} . \quad (4)$$

Напомним, что как (3), так и (4) представляют собой вероятность ионизации в единицу времени. Из (4) видно, что полная ионизация электрона происходит менее, чем через один оборот атомного электрона.

Результат (4) не заслуживает большого доверия хотя бы потому, что приближение Келдыша не является калибровочно инвариантным. Именно, при использовании возмущения $H'(\vec{r}, t)$ в форме

$$H'(\vec{r}, t) = \vec{p}\vec{A}/c + \vec{A}^2/2c^2 , \quad (5)$$

Перт из приближения Келдыша

$$A_i = -i \int_0^t \langle \Psi_p^{(0)} | H' | \Psi_0 \rangle dt' \quad (6)$$

получил результат для вероятности ионизации атома сверхсильным световым полем в единицу времени [4]:

$$\omega_i \sim \frac{\xi_a}{\xi} \ln \frac{\xi_a}{\xi} . \quad (7)$$

Это выражение для вероятности ионизации убывает с ростом напряженности поля ξ в соответствии с тем, что утверждалось во введении.

Однако величина ω_i остается весьма чувствительной к деталям расчетов. Так, в работе Герстена и Миттлемана [5] в рамках приближения Келдыша с возмущением в форме (5) была учтена конечность электромагнитного поля в пространстве. Вместо (7) они получили слегка иной результат:

$$\omega_i \sim \frac{\xi_a}{\xi} . \quad (8)$$

В книге Миттлемана [3] учтена переменная часть пондеромоторного потенциала в (5), равная $(\xi^2/2\omega^2) \cos 2\omega t$. Тогда для ω_i был получен результат

$$\omega_i \sim \left(\frac{\xi_a}{\xi} \right)^2 . \quad (9)$$

S -матричный подход может развиваться не только по взаимодействию H' атома с электромагнитным полем, но и по потен-

циалу $V(\vec{r})$ взаимодействия электрона с атомным остатком. Вместо (1) имеем следующее точное выражение:

$$A_i = -i \int_0^t \langle \Psi_p^{(0)} | V(\vec{r}) | \Psi \rangle dt'. \quad (10)$$

Здесь Ψ — точная волновая функция начального состояния во внешнем поле. Естественно, ввиду того что она неизвестна, вместо нее используют невозмущенную волновую функцию начального связанных атомного состояния. Таким образом в работе Джелтмана и Тига [6] был получен результат для вероятности ионизации атома в единицу времени, совпадающий с (8).

Из обзора данных теоретических работ можно сделать следующие выводы:

1) процесс ионизации атома сверхсильным световым полем является нерезонансным процессом, и конкретное значение частоты ω поля несущественно. Важно лишь, чтобы эта частота не была бы слишком малой (по сравнению, скажем, с потенциалом ионизации атома), так как в противном случае имеем дело с практически постоянным электрическим полем;

2) несмотря на дипольный характер взаимодействия атома со сверхсильным световым полем, отсутствуют какие-либо правила отбора по квантовым числам состояний;

3) промежуточные дискретные атомные состояния не являются существенными;

4) результаты сильно зависят от калибровки взаимодействия и от характера приближений, делаемых в S -матричном подходе. По этой причине нельзя надежно доверять ни одному из приведенных выше выражений для вероятности ионизации. В следующем параграфе разберем детально, в чем заключаются недостатки приближения Келдыша и аналогичных приближений в S -матричном подходе.

3. НЕДОСТАТКИ ПРИБЛИЖЕНИЙ В S -МАТРИЧНОМ ПОДХОДЕ

Указанные приближения в S -матричном подходе аналогичны тем приближениям, которые делаются в адиабатическом приближении квантовой механики. Действительно, выражение (6) для амплитуды ионизации имеет структуру:

$$A_i^{(1)} \sim \int H' e^{iS} dt', \quad (11)$$

причем показатель экспоненты S представляет собой весьма большое число (он соответствует классическому действию). Это

объясняется квазиклассическим характером рассматриваемой задачи. Поправка следующего порядка адиабатического приближения будет содержать амплитуду

$$A_i^{(2)} \sim \int H'^{1/2} e^{iS} dt' \quad (12)$$

(ее также достаточно несложно получить итерацией в рамках \mathcal{S} -матричного метода). Пусть возмущение H' является слабым. Тогда подынтегральное выражение в (12) мало по сравнению с подынтегральным выражением в (11). Однако это вовсе не значит, что и для интегралов будут справедливы те же неравенства. В действительности, интегрированием по частям можно убедиться, что амплитуды (11) и (12) имеют одинаковый порядок величины, если $\mathcal{S} \gg 1$.

Таким образом, приближение Келдыша и в рамках слабых полей, малых по сравнению с атомными, не может претендовать на предэкспоненту [7]. Поэтому не имеют смысла многочисленные работы, в которых производятся громоздкие расчеты предэкспоненциальных факторов в этом приближении (обзор этих работ содержится в книге [8]).

В действительности, даже показатель экспоненты в приближении Келдыша не является в достаточной степени обоснованным. В качестве иллюстрации рассмотрим, например, известный пример [9] – рассеяние быстрых частиц на потенциале вида:

$$H' = (\xi/\xi_a) \exp(-r^2/a^2). \quad (13)$$

В первом порядке теории возмущений амплитуда рассеяния имеет вид, соответствующий борновскому приближению:

$$A_i^{(1)} \sim (\xi/\xi_a) \exp(-q^2 a^2/4). \quad (14)$$

Здесь q – переданный импульс, причем при не слишком малых углах рассеяния имеем $qa \gg 1$.

Во втором порядке теории возмущений имеем

$$A_i^{(2)} \sim (\xi/\xi_a)^2 \exp(-q^2 a^2/8). \quad (15)$$

Хотя предэкспонента в (15) мала по сравнению с предэкспонентой (14) (при $\xi \ll \xi_a$), но экспонента в (15) значительно больше, чем экспонента в (14), и по этой причине в целом $A_i^{(2)} \gg A_i^{(1)}$. Таким образом, итерационный подход принципиально не-пригоден для расчета амплитуды рассеяния в потенциале (13).

Аналогичные выводы можно сделать и для приближений S -матричных итераций, если вместо (13) использовать возмущение

$$H' = (\dot{\epsilon}/\epsilon_a) \exp(-t^2/\tau^2); \quad (16)$$

соответствующее определенному времени τ действия светового поля с гауссовым распределением по времени t для амплитуды поля. Роль $\dot{\epsilon}$ в данном случае играет $\omega\tau \gg 1$. Таким образом, можно сделать вывод, что при использовании плавной огибающей для фронта световой волны во времени и показатель экспоненты, скажем, в приближении Келдыша определен некорректно.

Тем более есть основания подвергать сомнению приближение такого sorta для сверхсильного светового поля. По этому поводу в работе [10] отмечается, например, что одна из поправок второго порядка итерации к приближению Келдыша нацело компенсирует весь член первого порядка, которым широко пользуются. Теми же недостатками страдает итерационная процедура, разрабатываемая на основе формулы (10).

Авторы работы [10] считают, что более целесообразно считать амплитудой перехода между начальным и конечным состояниями просто амплитуду перекрытия соответствующих волновых функций:

$$A_i = \langle \Psi_p^{(0)} | \Psi(\epsilon) \rangle. \quad (17)$$

Здесь $\Psi_p^{(0)}$ - волновая функция конечного состояния электрона с импульсом p в поле электромагнитной волны, уже упоминавшаяся выше, а $\Psi(\epsilon)$ - волновая функция начального состояния во внешнем поле. Так как последняя неизвестна, то $\Psi(\epsilon)$ образуется следующим образом: в начальный момент времени $t=0$ невос-мущенная атомная волновая функция начального состояния Ψ_0 разлагается в интеграл Фурье:

$$\Psi_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0(p) \exp(ipx) dp. \quad (18)$$

Компоненты Фурье $\psi_0(p)$ представляют собой веса соответствующих плоских волн $\exp(ipx)$ в начальном состоянии. Затем считается, что каждая из этих плоских волн динамически развивается как свободный электрон в поле внешней электромагнитной волны, т.е.

$$\Psi(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dp \psi_0(p) \exp\left\{ipx - i \int_0^t dt' \left(\frac{1}{2} p^2 + \frac{1}{c} \vec{p} \vec{A}\right)\right\}. \quad (19)$$

При этом пренебрегается воздействием потенциала атомного остатка на состояния непрерывного спектра с данным импульсом p .

Конечно, помимо (17), можно придумать и другие выражения для амплитуды перехода в сильном электромагнитном поле, однако их применимость будет основана на соображениях численного характера для конкретных модельных примеров, а не на буквенных параметрах.

Таким образом, следует сделать вывод, что во всех приближениях, основанных на S -матричном методе, нет надежных выражений для амплитуды перехода в сильном электромагнитном поле. Это относится как к сверхсильным полям, так и к полям с напряженностями, меньшими атомной напряженности, в условиях, когда нарушается стандартная нестационарная теория возмущений. В последнем случае не подлежит сомнению, что амплитуды перехода носят экспоненциальный характер, но нет рецепта даже для определения показателя экспоненты, не говоря уже о предэкспоненциальном факторе.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕШЕНИЯ

Численных решений задач об ионизации атома в сверхсильном световом поле в настоящее время нет. Рассматривались лишь случаи, когда напряженность поля — порядка атомной напряженности. В этом пункте проанализируем результаты двух таких расчетов.

В работе Джелтмана [11] приводится численное решение задачи об ионизации одномерного δ -функционного атома полем $\xi(t) = \xi_0 \sin \omega t$ включаемым в момент времени $t=0$ мгновенно. На рис. 1 показана вероятность ионизации этого атома как функция времени в дважды логарифмическом масштабе. Выбиралась система единиц, в которой $\hbar = m = 1$, а энергия единственного свя-

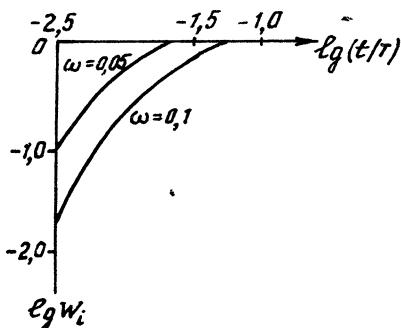


Рис. 1. Вероятность ионизации атома как функция времени (в единицах цикла поля) для двух значений частот поля ω

занного состояния в δ -функционном потенциале $E_0 = -0,5$. В такой системе атомная напряженность поля $\xi_a = 1$. Данные на рис. 1 приведены для амплитуды напряженности поля $\xi = 1$, т.е. как раз для атомной напряженности. Время по оси абсцисс откладывалось в единицах периода внешнего поля. Две кривые, показанные на рис. 1, относятся к частотам $\omega = 0,05$ и $\omega = 0,1$.

Из рис. 1 можно сделать вывод, что полная ионизация ($W_i \rightarrow 1$) происходит задолго до того, как внешнее поле набрало максимальное значение, т.е. в пределах первого цикла. На рис. 1 показана полная вероятность ионизации, а не вероятность в единицу времени. Видно, что практически нет области, где бы понятие вероятности ионизации в единицу времени имело смысл. Кроме того, из рис. 1 следует, что с ростом частоты поля ω вероятность ионизации W_i уменьшается. Таким образом, повышение частоты поля стабилизирует атом в сверхсильном световом поле.

В работе Сундарама и Армстронга [12] приводятся результаты численного решения задачи об ионизации одномерного атома водорода сильным монохроматическим электромагнитным полем $\xi(t) = \xi \sin \omega t$. Режим включения предполагался мгновенным. Выбрана атомная система единиц, в которой $\hbar = e = m = 1$. Таким образом, энергия основного состояния $E_0 = -1/2$. На рис. 2 показана полная вероятность ионизации W_i как функция времени t в единицах периода T внешнего поля. Данные приведены для значений амплитуды напряженности поля $\xi = 0,5$ и частоты $\omega = 0,09$. Видно, что за 24 периода внешнего поля произошла практически полная ионизация атома. При данной частоте это соответствует времени $t = 1675$ а. е. Таким образом, атом совершил колоссальное количество собственных циклов обращения электрона, прежде чем произошла существенная ионизация. Это говорит о достаточной стабильности атома. Кроме того, практически отсутствует участок линейной зависимости вероятности ионизации от времени.

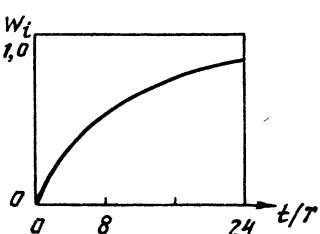


Рис. 2. Вероятность ионизации одномерного атома водорода как функция времени (в единицах цикла поля) для частоты $\omega = 0,09$ а.е. Амплитуда напряженности поля $\xi = 0,5$ а.е.

Из сравнения двух работ можно сделать вывод, что атом водорода труднее ионизовать, чем частицу в короткодействующей яме, полем примерно той же напряженности. Это можно объяснить дальнодействующим характером кулоновского притяжения электрона к атомному остатку. Результаты численных расчетов не опровергают общих рассуждений п. 2 о зависимости вероятности в единицу времени от напряженности сверхсильного светового поля. Просто они показывают, что хотя и в соответствии с рис. 2 можно выделить область малых времен, где зависимость полной вероятности от времени аппроксимируется прямой линией, но эта область не имеет существенного значения в картине происходящей ионизации атома — важнее нелинейный участок "насыщения" вероятности.

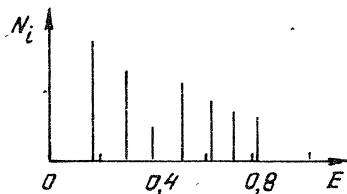


Рис. 3. Спектр надпороговых электронов в зависимости от их кинетической энергии E , в а.е. Условия те же, что и на рис. 2

На рис. 3 показан надпороговый спектр электронов, полученный численно в работе [12] для одномерной ионизации атома водорода при указанных выше значениях параметров. Можно сделать заключение, что теория возмущений даже качественно не применима при значении напряженности поля, составляющей половину атомной. Надпороговый спектр состоит из большого числа линий, отстоящих друг от друга на частоту ω внешнего поля. Их интенсивности оказываются вполне сравнимыми друг с другом. Однако ширина каждого пика достаточно узка по сравнению с расстоянием между ними. Это отражает определенную стабильность атома в атомном поле.

Итак, из численных расчетов для атома водорода (хотя и одномерного) можно сделать вывод об определенной метастабильности связанных состояний в сильном поле.

5. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМА В СВЕРХСИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Если в п. 2 поведение атома в сверхсильном световом поле анализировалось в рамках приближений S -матричного метода, то

в данном разделе будет дан обзор вариационных методов для определения вещественной и мнимой частей энергии исходного состояния атома после помещения его в сверхсильное световое поле (S -матричный метод позволял определить вероятность ионизации, т.е. лишь мнимую часть энергии исходного состояния).

Вариационный подход удобен для уравнения Шредингера, описывающего динамику атома в электромагнитном поле, в форме Крамерса:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left(\frac{1}{2} \vec{p}^2 + V(\vec{r} - \vec{\delta}(t)) \right) \Psi . \quad (20)$$

Здесь V – потенциал атомного остатка, причем аргумент этого потенциала смещен на величину

$$\vec{\delta}(t) = a \vec{e} \sin \omega t , \quad (21)$$

представляющую собой координату свободных колебаний электрона в поле электромагнитной волны (\vec{e} – направление поляризации волны, $a = \xi/\omega^2$ – амплитуда колебаний). Здесь использована снова атомная система единиц, в которой $e = \hbar = m = 1$. Световое поле является сверхсильным, когда выполняется условие $a \gg 1$. Выражение (21) справедливо для монохроматического поля с внезапным включением; его несложно обобщить и для произвольного режима включения и выключения светового поля. Оно относится к полю линейной поляризации (вдоль единичного вектора \vec{e}), но может быть обобщено и для поля другой поляризации.

Уравнение (20) решалось вариационным методом для атома водорода в работе [13]. Была выделена стационарная часть потенциала:

$$V_c(r) = - \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2/2}} . \quad (22)$$

Переменная часть предполагалась малым возмущением (на основе численных соображений). В табл. 1 приведены значения энергии связи E_D в зависимости от параметра a для случая циркулярно поляризованного поля.

Таблица 1

a	5	10	50	100
E_D	-0,03	-0,018	-0,0048	-0,0027

Из этой таблицы видно, что электромагнитное поле ослабляет связь электрона с атомным остатком. Однако основное состояние атома водорода остается все же стабильным. Впрочем, в этой работе [13] не определялась мнимая часть энергии.

В работе [14] уравнение (20) для атома водорода в линейно поляризованном поле решалось методом комплексных квазиэнергий (см. книгу [15]) на основе уравнений Флоке. Вариационная процедура применялась непосредственно к уравнениям Флоке. Авторы работы [14] отмечают сильную зависимость результатов от вида пробной функции в вариационном методе. Для комплексной энергии основного состояния получено выражение:

$$E_0 = -\frac{B}{a} \ln^2 \frac{1}{a} . \quad (23)$$

Здесь B – комплексная константа. Авторы работы [14] не смогли получить оценки константы B , а также найти, какая часть этой константы является основной – вещественная или мнимая. Отмечается лишь, что в циркулярно поляризованном поле связанное состояние отсутствует.

С ростом a энергия E_0 согласно (23) уменьшается, и связь электрона с атомным остатком ослабевает. Итак, в сверхсильном поле состояние электрона атома становится метастабильным.

Аналогичный расчет проводился в работе [16] для поля линейной поляризации. Опять-таки рассматривался атом водорода на основе уравнения (20). В отличие от предыдущей частота поля считалась большой по сравнению с кеплеровской частотой обращения электрона в атоме водорода. Представляя волновую функцию Ψ из уравнения (20) в виде разложения Флоке по квазиэнергетическим состояниям, показано, что в высокочастотном пределе остается только уравнение для нулевой компоненты Флоке:

$$\left[\frac{1}{2} \vec{p}^2 + V_C(\vec{r}) \right] \Psi_0 = E_0 \Psi_0 . \quad (24)$$

Здесь E_0 – квазиэнергия, а эффективный стационарный потенциал (аналогичный (22), но более обоснованный) имеет вид:

$$V_C(\vec{r}) = -\frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{r_+ r_-}} K \left[\frac{1}{\sqrt{2(1 - \vec{r}_+ \cdot \vec{r}_-)}} \right] . \quad (25)$$

Здесь K – полный эллиптический интеграл, а $\vec{r}_{\pm} = \vec{r} \pm \alpha \vec{e}$.

Решение уравнения (24) находилось в работе [16] численными методами. В табл. 2 дана зависимость E_0 от параметра интенсивности поля $a = \xi/\omega^2$.

Т а б л и ц а 2

a	0	1	5	10	20	30
E_0	-0,5	-0,40	-0,20	-0,13	-0,08	-0,06

Видно, что связь электрона с атомным остатком ослабевает с ростом параметра поля a . В качестве примера отметим, что для экспериментов Роудса [17] интенсивность поля $I = 10^{17}$ Вт/см², энергия фотона $\hbar\omega = 6,4$ эВ (экимерный лазер). При этом параметр a составляет 32 боровских радиуса, так что значения, приведенные в табл. 2 в а.е., являются вполне достижимыми с экспериментальной точки зрения.

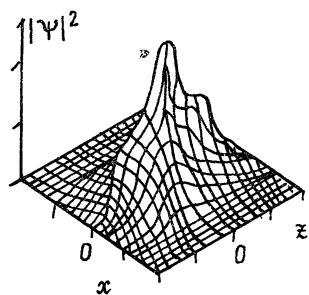


Рис. 4. Квадрат модуля волновой функции в сверхсильном поле для атома водорода (в лабораторной системе координат), усредненный по периоду поля. Ось z направлена вдоль направления поляризации поля

На рис. 4 показана взятая из работы [16] зависимость квадрата модуля волновой функции от координаты z вдоль направления поляризации внешнего электромагнитного поля и от поперечной координаты x (другая поперечная координата y полагалась равной нулю). При этом параметр поля $a = 20$. Эта зависимость приведена в лабораторной системе координат в определенный момент времени (в другие моменты времени она изменяется, осциллируя). Проще всего выглядит картина не в лабораторной системе координат, а в неинерциальной системе координат, сдвинутой относительно лабораторной на переменную во времени величину $\delta(t)$. Эта система называется системой координат Крамерса. В ней распределение вероятности является стационарным. В лабораторной системе координат распределение ве-

роятности осциллирует, а приведенное на рис. 4 распределение является усредненным по периоду внешнего поля.

Из расчетов работы [16] следует, что с ростом интенсивности поля, т.е. параметра α , максимумы вероятности вытягиваются вдоль направления поля, концентрируясь вблизи точек поворота $\pm \alpha\hat{c}$. Это явление было названо дихотомией. Оно качественно объясняется тем, что вблизи этих классических точек поворота свободного электрона во внешнем поле электрон проводит достаточно много времени вследствие малой скорости. Итак, несмотря на сильное искажение волновой функции атома водорода состояние остается стабильным.

6. МНОГОКРАТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМА

Выше рассматривалась ионизация одного атомного электрона сверхсильным электромагнитным полем. В этом параграфе обратимся к явлению многократной ионизации атома достаточно сильным полем. При воздействии электромагнитного поля на атомы происходит их частичная ионизация. В достаточно сильном поле электроны слабо связанных валентных оболочек сложного атома отрываются, в то время как внутренние электроны остаются связанными. Здесь речь идет о достаточно больших временах действия поля, так что, несмотря на отмеченную в предыдущих параграфах стабильность атома, считаем, что здесь роль частоты поля невелика и заменяем поле на статическое с амплитудой напряженности ξ вместо $\xi \sin \omega t$.

Для атома в модели Томаса – Ферми подобная задача была рассмотрена в работе [18]. Эффективный потенциал, действующий на атомные электроны, показан на рис. 5. Он складывается из потенциала Томаса – Ферми для иона и дипольного взаимодействия $z\xi$ с внешним электрическим полем напряженности ξ , направленным вдоль оси z .

В классическом приближении отрываются все электроны с энергиями $E > E_F$, где энергия Ферми в поле $E_F = V_{max}$ (рис.5). При этом пренебрегается возможностью туннельной ионизации, которая происходит за времена, много большие атомных: часть прошедших через барьер электронов в окрестности вершины барьера, где его проницаемость велика, очевидно, относительно мала.

Отметим, что по мере ионизации сложного атома все время происходит изменение самосогласованного потенциала Томаса – Ферми, так как он зависит от степени ионизации.

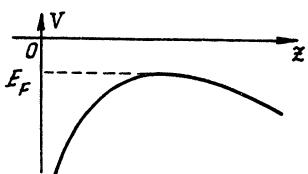


Рис. 5. Эффективный потенциал, действующий на электроны сложного атома в сверхсильном поле для валентных электронов. Ось z направлена вдоль направления поляризации поля. E_F — энергия Ферми, характеризующая максимальную энергию неионизованных электронов в поле

Зависимость степени ионизации α от автомодельной комбинации $x = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} Z^{5/3}$, где Z — заряд ядра атома, ϵ_0 — атомная напряженность электрического поля для атома водорода, показана на рис. 6. Аналитическая зависимость может быть получена для предельных случаев, когда $x \ll 1$:

$$\alpha \approx g \pi^{4/5} x^{3/5}, \quad (26)$$

а также, когда ионизация является почти полной:

$$1 - \alpha \approx \frac{1}{12} x^{-3/4}. \quad (27)$$

Полученные результаты можно использовать для определения степени многократной ионизации сложных атомов в сильных электромагнитных полях.

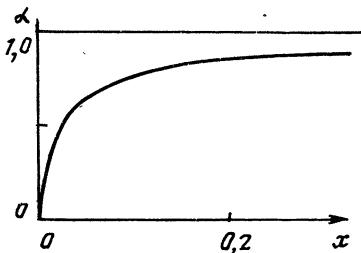


Рис. 6. Зависимость степени ионизации α ($0 < \alpha < 1$) от параметра $x = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} Z^{5/3}$ (Z — заряд ядра атома, ϵ — напряженность поля, ϵ_0 — напряженность атомного поля для атома водорода)

Другая модель многократной ионизации предложена в работе [19]. Она состоит в том, что в сильном поле происходит многоэлектронное возбуждение атома с большим поглощением электромагнитной энергии. Затем эта энергия, перераспределяясь по атомным электронам, вызывает "нагревание" атома. Нагретый атом

характеризуется термодинамической температурой T , пропорциональной количеству поглощенной энергии. Испускание электронов нагретым атомом происходит "испарением" с поверхности атома. Вероятность испарения первого электрона согласно распределению Максвелла

$$w_{i1} \sim \exp(-E_{01}/kT), \quad (28)$$

где E_{01} – потенциал ионизации атома; k – постоянная Больцмана. Испарение представляет собой каскадный процесс, так что вероятность испускания, например, второго электрона

$$w_{i2} \sim \exp(-E_{02}/kT), \quad (29)$$

где E_{02} – потенциал ионизации однократно ионизованного иона и т.п. Полный процесс испарения определяется балансными уравнениями для населенностей состояний с различными степенями ионизации с коэффициентами (28–29) и им подобными.

Для экспериментов [17] сравнение теоретических и экспериментальных данных по образованию многократных ионов ксенона в поле интенсивного электромагнитного излучения было найдено, что температура нагретого атома, являющаяся феноменологическим параметром теории, составляет около 25 эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В принципе при изучении поведения атома в сверхсильном электромагнитном поле надо рассматривать в качестве возмущения атомный потенциал, а не внешнее световое поле, а в качестве невозмущенного решения – волновую функцию электрона в поле электромагнитной волны. Это позволяет получить аналитические результаты для вероятностей переходов, о которых говорилось выше. Само атомное световое поле зависит от исследуемого состояния. Например, для высоковозбужденных состояний с квантовым числом $\ell \gg 1$ оно в ℓ^4 раз меньше, чем для основного состояния.

При той же интенсивности под действием многофотонного возмущения атомные переходы идут с меньшей вероятностью, чем под действием однофотонного возмущения [20]. С другой стороны, и в случае частот поля, больших по сравнению с частотами атомных переходов, вероятность перехода падает с ростом ω . Все эти выводы показывают, что область сверхсильных световых полей представляет собой еще слабоизученный раздел физики взаимодействия мощного электромагнитного излучения с веществом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1945.
2. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1393.
3. Mittleman M.H. *Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions*. N.Y. : Plenum, 1982 .
4. Pert G.J. *J. Phys. B*, 1975, v.8, p. L173 .
5. Gersten J.I., Mittleman M.H. *Phys. Rev. A*, 1974, v.10, p.74.
6. Geltman S., Teague M.J. *Phys. B*, 1974, v.7, p. L22 .
7. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984, § 4.4.
8. Рапопорт Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.Л. Теория многофотонных переходов в атомах. М.: Атомиздат, 1978.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1973, с. 591 и 616. Milonni P. *Phys. Rev. A*, 1988, v.38, p.2682.
10. Neto H., Davidovick L. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, v.53, p. 2238.
11. Geltman S. *J. Phys. B*, 1977, v. 10, p. 831.
12. Sundaram B., Armstrong L. *Phys. Rev. A*, 1988, v.38, p.152 .
13. Lima C., Miranda L. *Phys. Rev. A*, 1981, v. 23, p. 3535.
14. Janjušević M., Mittleman M.H. *J. Phys. B*, 1988, v. 21, p. 2279.
15. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971 .
16. Pont M., Walek N.R., Gavrilov M., McCurdy C. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.61, p. 939 .
17. Rhodes C.K. *Science*, 1985, v. 229, p. 1345 .
18. Крайнов В.П., Маныкин Э.А. Украинский физ.журн., 1980, т. 25, с. 400.
19. Делоне Н.Б., Зон Б.А., Крайнов В.П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, с. 432.
20. Ссылка [7] , § 8.3.

Владимир Павлович Крайнов

Атом в сверхсильном световом поле

Редактор О.А.Сафонова
Техн. редактор Н.М. Воронцова
Корректор А.В. Козырев

Тем. план 1989 г., поэ. Д

Л.-20859 Подписано в печать 3.04.89г.

Формат 60x84 1/16 Объем 1,25п.л. Уч.-изд.л. 1

Тираж 220 экз. Цена 10 коп. Изд. № 054-1

Заказ 702

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31