

PERTURBATION OF ATOMIC SPECTRUM IN VARIABLE ELECTROMAGNETIC FIELD

N. B. DELONE

The perturbation of atomic levels under the action of an external variable field has a qualitatively characteristic which is different from that of the well-known Stark effect in the constant field. The theory predicts a series of new effects; some of them were discovered experimentally when using the radiation of powerful lasers.

Возмущение атомных уровней под действием внешнего переменного поля носит качественно иной характер, чем хорошо известный эффект Штарка в постоянном поле. Теория предсказывает новые эффекты, некоторые из них обнаружены экспериментально при использовании излучения мощных лазеров.

ВОЗМУЩЕНИЕ АТОМНОГО СПЕКТРА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. Б. ДЕЛОНЕ

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования атомных спектров составили тот фундамент, на котором в дальнейшем была построена современная физика атома.

Впервые темные линии в спектре солнечного света были обнаружены В. Волластоном в 1802 году. Вскоре были открыты и яркие линии в спектрах различных пламен. В 1859 году Г. Кирхгоф и Р. Бунзен опубликовали результаты первых систематических исследований спектров солнечного света и пламен, позволившие им сделать некоторые фундаментальные выводы. Они открыли, что каждый спектр содержит набор линий, характерных для определенного элемента, а также обратимость линий поглощения и излучения. Дальнейшие исследования свойств спектров, доказательство существования электрона (Дж.Дж. Томсон, Э. Вихерт, 1897) и атомного ядра (Э. Резерфорд, 1911) — все это составило ту экспериментальную базу, которая позволила Н. Бору в 1913 году построить планетарную модель атома. В рамках этой модели атомные спектры были связаны с энергиями стационарных возбужденных связанных состояний электрона в атоме.

Это был выдающийся прорыв в физику атома, обосновавший широкий круг приложений. Качественно аналогичные закономерности наблюдались у большого числа других квантовых объектов: в молекулах, атомарных и молекулярных ионах, кристаллах и т.д. На практике спектры поглощения и излучения стали той визитной карточкой или тем отпечатком пальца, которые позволили однозначно определять тип среды, испускающей или поглощающей свет. Это послужило основанием для широкого применения спектроскопии при решении разнообразных задач в различных областях науки и техники.

Практически одновременно было обнаружено, что спектры не являются абсолютно неизменной характеристикой атома (или другой квантовой системы). В 1896 году П. Зееман открыл, что под действием внешнего магнитного поля спектральные линии расщепляются (*эффект Зеемана*). В 1913 году И. Штарк обнаружил расщепление спектральных линий под действием внешнего постоянного электрического поля (*эффект Штарка*). Последующие исследования этих эффектов показали, что в

лабораторных условиях изменения атомных спектров в обоих случаях малы и составляют малые поправки к исходным спектрам при отсутствии внешних полей.

Возможности эксперимента резко изменились в середине этого века в связи с созданием мощных лазеров. Используя лазерное излучение сейчас можно создавать переменные электромагнитные поля напряженностью до $\mathcal{E} \cong 10^{12} \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cong 10^2 \mathcal{E}_a$, где \mathcal{E}_a — атомная напряженность поля. (Напомним, что атомная напряженность поля $\mathcal{E}_a = 5 \cdot 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ — это напряженность поля на орбите электрона в атоме водорода, находящемся в основном состоянии.) Для сравнения приведем величину максимально достижимой напряженности постоянного электрического поля в лабораторных условиях: 10^5 – $10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Большие напряженности поля ограничены возникновением пробоя в полевом промежутке. Огромная разница между напряженностью постоянного электрического поля и переменного поля лазерного излучения давала основание предполагать, что в поле лазерного излучения возмущение атомного спектра может быть весьма велико. Забегая вперед, отметим, что эти предположения оказались справедливыми, однако физика *динамического* эффекта Штарка в переменном поле оказалась существенно отличной от физики *статического* эффекта Штарка в постоянном поле.

СТАТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА

Хотя задачей статьи является обсуждение основных закономерностей динамического эффекта Штарка, сначала обратимся к краткому обсуждению основных закономерностей статического эффекта Штарка. Это будет полезно в дальнейшем при обсуждении динамического эффекта.

Внешнее постоянное электрическое поле приводит к поляризации электронной оболочки атома. Атом, имеющий при отсутствии внешнего поля энергию E , приобретает во внешнем поле добавочную энергию $\delta E(\mathcal{E})$. Если исходное состояние атома не вырождено, то есть представляет собой одно квантовое состояние, то под действием внешнего поля его энергия приобретает величину $E + \delta E(\mathcal{E})$. Такое изменение энергии эквивалентно сдвигу соответствующей спектральной линии. Если исходное состояние вырождено, то есть представляет собой смесь различных квантовых состояний, то каждое из этих состояний приобретает различную дополнительную энергию при взаимодействии с полем $\delta E_i(\mathcal{E})$, $i = 1, 2, \dots, n$, где n — степень вырождения исходного состояния. Так возникает расщепление исходной спектральной линии на штарковские компоненты.

Зависимость дополнительной энергии, приобретаемой во внешнем поле, от напряженности поля \mathcal{E} различна для разных атомов и состояний. Определяющим является наличие у исходного состояния

постоянного дипольного момента. Если дипольный момент существует, то искомая зависимость линейная, $\delta E(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}$. Это *линейный эффект Штарка*. В этом случае $\delta E(\mathcal{E}) = -d_{\text{стат}} \mathcal{E}$, где $d_{\text{стат}} = e r$ — дипольный момент исходного состояния. Таков характер возмущения спектра атома водорода и всех многоэлектронных атомов в высоковозбужденных (ридберговских) состояниях, так как атом в таких состояниях является водородоподобным. Все многоэлектронные атомы, находящиеся в основном и низковозбужденных состояниях, не имеют постоянного дипольного момента. В этом случае искомая зависимость квадратична по напряженности поля, $\delta E(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^2$. Это *квадратичный эффект Штарка*. В этом случае индуцированный дипольный момент, возникающий под действием поля, $d_{\text{инд}} = \alpha_{\text{стат}} \mathcal{E}$, где $\alpha_{\text{стат}}$ — статическая поляризуемость атома. Изменение энергии исходного состояния описывается в этом случае соотношением

$$\delta E(\mathcal{E}) = \frac{1}{2} \alpha_{\text{стат}} \mathcal{E}^2. \quad (1)$$

В пионерском опыте И. Штарка и некоторых последующих опытах наблюдались сдвиг и расщепление линий поглощения света от вспомогательного источника в атомных парах при наличии доплеровского уширения исходных линий. В дальнейшем эксперименты ставились с атомными пучками, распространяющимися перпендикулярно оси пучка света вспомогательного источника. При этом, как известно, линейный эффект Доплера отсутствует. Это повышает разрешение по частоте на два и более порядка величины по сравнению с опытами в парах.

Типичная схема такого эксперимента приведена на рис. 1. Там же приведены и результаты эксперимента. Видно, что при максимальной напряженности поля $\mathcal{E} \cong 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ величина сдвига уровня $\delta E(\mathcal{E}) \cong 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. (Напомним, что $1 \text{ см}^{-1} \approx 10^{-4} \text{ эВ}$.) Таким образом, этот максимально достижимый сдвиг уровня хотя и существенно превышает естественную ширину уровня (порядка 10^{-3} см^{-1}), но гораздо меньше расстояний между соседними уровнями (в данном случае $\approx 20 \text{ см}^{-1}$). Таким образом, наблюдаемый сдвиг является малой поправкой к исходному спектру атома.

Статический эффект Штарка на атомах был исследован и более сложными методами, обеспечивающими, в частности, большую точность измерений. Однако масштаб наблюдаемых сдвигов атомных уровней не изменился ввиду существования ограничения на предельную напряженность постоянного электрического поля. Вся совокупность этих исследований дала много важных результатов для физики атома. Детальная информация о статическом эффекте Штарка содержится в фундаментальной монографии С.Э. Фриша [1] и обзоре [2].

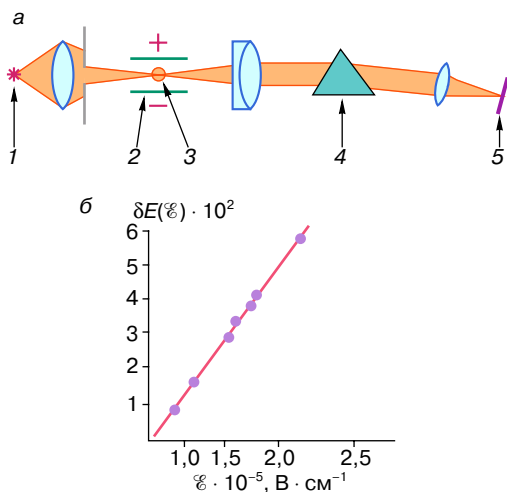


Рис. 1. а – схема эксперимента по наблюдению статического эффекта Штарка в спектре атома натрия: 1 – натриевая лампа, 2 – электроды, между которыми создается постоянное электрическое поле, 3 – пучок атомов натрия, движущихся нормально к плоскости рисунка, 4 – спектрограф, 5 – регистрирующая фотопластинка; б – зависимость смещения $\Delta E(\mathcal{E})$ D-линии в спектре атома натрия от напряженности \mathcal{E} постоянного электрического поля

ДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА

Обратимся теперь к переменному внешнему полю. Задачу о возмущении атомного спектра под действием переменного поля будем решать в рамках квантовой механики.

Общее решение временного уравнения Шрёдингера для электрона в переменном поле показывает, что в силу периодичности исходного гамильтониана решение в момент времени t будет также решением в моменты времени $t \pm 2\pi/\omega$, взятые через период поля, изменяющийся с частотой ω . Это утверждение составляет содержание теоремы Флоке (подробнее см. [3]). Следуя теореме Флоке, квантовая система, имеющая в исходном состоянии (при отсутствии внешнего поля) энергию E , под действием внешнего переменного поля с частотой ω и напряженностью \mathcal{E} трансформируется в спектр квазиэнергетических состояний $E(\mathcal{E}) \pm k\omega$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Величина $E(\mathcal{E}) \pm k\omega$ является энергией новой квантовой системы атом + поле, состоящей из квазиэнергии $E(\mathcal{E})$ и энергии k квантов переменного поля $k\omega$. Такая новая квантовая система в научной литературе именуется *атомом, одетым полем*.

В каждом конкретном случае вероятность заселения разных квазиэнергетических состояний различна. Соответственно число состояний с ненулевым весом также различно. Основная задача конкретных расчетов – определить вероятности заселения квазиэнергетических состояний. В общем случае аналитическое решение этой задачи отсутствует.

Однако решение получено для частного случая – для модельной квантовой системы, имеющей одно связанное электронное состояние и характеризующейся постоянным дипольным моментом $d_{\text{стат}}$ и индуцированной внешним полем динамической поляризуемостью $\alpha_{\text{дин}}$. Из решения этой частной задачи следует, что характер заселения квазиэнергетических состояний определяется четырьмя параметрами: $d_{\text{стат}}$, $\alpha_{\text{дин}}$, ω и \mathcal{E} . Из полученных решений для различных значений указанных параметров следует, что лишь в одном частном случае, когда выполняются неравенства

$$d_{\text{стат}} \mathcal{E} \ll \omega, \quad \alpha_{\text{дин}} \mathcal{E}^2 \ll \omega, \quad (2)$$

заселяется лишь одно, нулевое квазиэнергетическое состояние $k = 0$. Это означает, что в этом частном случае возмущение сводится к штарковскому сдвигу исходного уровня. При этом уровень, имеющий исходно энергию E , приобретает под действием переменного поля \mathcal{E} дополнительную энергию

$$\delta E(\mathcal{E}) = \frac{1}{2} \alpha_{\text{дин}} \mathcal{E}^2 \quad (3)$$

(ср. с выражением (1) для статического штарковского сдвига). Во всех других случаях возмущение сводится к возникновению спектра квазиэнергетических состояний, имеющих различный вес.

Неравенства (2) означают, что частота излучения ω относительно велика, а напряженность \mathcal{E} поля излучения относительно мала. Если интересоваться типичным лазерным излучением, то есть излучением с частотой, лежащей в видимом диапазоне частот, то большая частота ω соответствует условию $\omega \geq \omega_{ji}$, где ω_{ji} – собственные частоты в атомном спектре. Это так называемый высокочастотный случай. Малость напряженности поля означает субатомную напряженность, $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_a$.

Если теперь резюмировать предсказания теории, то главный вывод состоит в том, что в общем случае характер возмущения атомного спектра под действием внешнего переменного поля качественно отличается от характера возмущения под действием постоянного поля.

Обратимся к эксперименту. Забегая вперед, отметим, что вся совокупность экспериментальных данных, полученных к настоящему времени, полностью подтверждает выводы, следующие из теоретического анализа модельной одноуровневой системы.

Первое экспериментальное исследование возмущения атомного спектра в поле лазерного излучения было выполнено в Санкт-Петербурге, в Государственном оптическом институте, профессором А.М. Бонч-Бруевичем с сотрудниками в 1966–1969 годах [4] сразу после создания первых мощных импульсных лазеров. Схема одного из этих экспериментов приведена на рис. 2. Эксперимент состоял в наблюдении поглощения света вспомогательного источника в парах калия при отсутствии и в

присутствии мощного лазерного излучения. В качестве переменного поля, возмущающего спектр атома калия, использовали излучение мощного рубинового лазера. Частота этого излучения $\omega = 1,6$ ЭВ порядка частоты перехода между первым возбужденным и основным уровнем в атоме калия. Максимальная напряженность поля излучения рубинового лазера $\mathcal{E} = 5 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} = 10^{-4} \mathcal{E}_a$. Таким образом, в этом эксперименте были осуществлены те условия, которые, согласно решению модельной задачи, обуславливают возмущение в виде штарковского сдвига уровня. В качестве вспомогательного источника света использовалось излучение лазера на красителе, подкачка которого осуществлялась излучением того же мощного лазера. Такая система обеспечивала большую интенсивность вспомогательного света, синхронизированного во времени с мощным излучением. Наблюдалось различие в положении линии поглощения вспомогательного света в парах калия при отсутствии и в присутствии поля мощного излучения.

Результаты этого эксперимента подтвердили квадратичную зависимость (3) сдвига линии поглощения от напряженности поля и позволили измерить величину динамической поляризуемости $\alpha_{\text{дин}}$. Расчет $\alpha_{\text{дин}}$ дал величину, хорошо согласующуюся с измеренной.

В дальнейшем для высокочастотного излучения ($\omega \geq \omega_{ji}$) и субатомной напряженности поля ($\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_a$) было получено много экспериментальных данных для различных частот лазерного излучения, различных полей, разных атомов и разных атомных уровней [4]. Все эти данные подтвердили предсказания

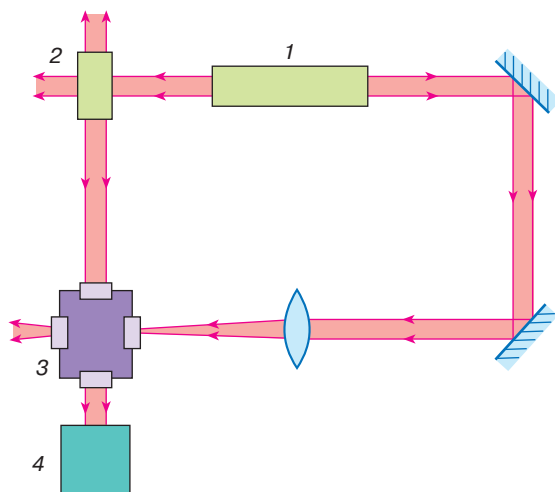


Рис. 2. Схема лазерного эксперимента по наблюдению динамического эффекта Штарка в спектре атома калия: 1 – рубиновый лазер, 2 – вспомогательный источник света – лазер на красителе, 3 – камера, наполненная парами калия, 4 – спектрограф

теории: во всех случаях наблюдалось возмущение в виде штарковского сдвига уровней, квадратично зависящего от напряженности поля.

Был выполнен также эксперимент в противоположных условиях низкочастотного излучения ($\omega \leq \omega_{ji}$) и атомной напряженности поля ($\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_a$). В 1981 году в Питтсбургском университете (США) Ж. Байфильд с сотрудниками наблюдал возмущение высоковозбужденных (ридберговских) состояний атома водорода с главным квантовым числом $n = 44$ в микроволновом поле с частотой $\omega = 8$ кГц при его напряженности $\mathcal{E} = 30 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Надо отметить, что для состояния с $n = 44$ приведенное выше значение напряженности поля порядка атомной напряженности. Резкое уменьшение величины атомного поля для высоковозбужденных состояний электрона в атоме обусловлено большим расстоянием от ядра и соответственно слабой связью в атоме таких электронов.

Один из результатов этого эксперимента приведен на рис. 3. Видно, что в этом случае возмущение сводится к возникновению спектра квазиэнергетических состояний с энергиями $\pm k\omega$.

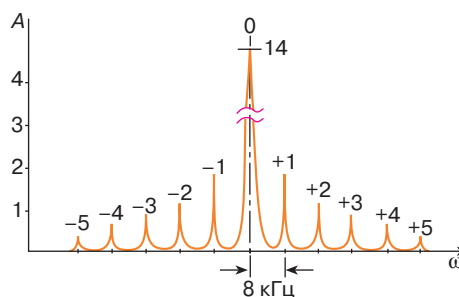


Рис. 3. Спектр квазиэнергетических состояний, возникающий при возмущении высоковозбужденного состояния $n = 44$ в атоме водорода микроволновым излучением с частотой $\omega = 8$ кГц

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных для различных значений ω и \mathcal{E} подтверждает предсказания теории.

Общий вывод из эксперимента и теории состоит в том, что *характер возмущения атомного спектра в переменном поле качественно отличается от характера возмущения в постоянном поле*. Лишь в одном частном случае высокочастотного излучения и субатомной напряженности поля возмущение в переменном поле сводится к сдвигу атомного уровня, как и в постоянном поле.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ОТ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Продолжим изучение возмущения атомного спектра высокочастотным излучением при субатомной напряженности поля. В таких условиях

при дополнительном требовании нерезонансного характера возмущения ($\omega \neq \omega_{ji}$) для описания возмущения применима нестационарная теория возмущений [3]. Используя теорию возмущений можно получить следующее выражение для динамической поляризуемости:

$$\alpha_{\text{дин}}(\omega) \sim \frac{\omega_{ji}}{\omega_{ji}^2 - \omega^2}. \quad (4)$$

Вычисление $\alpha_{\text{дин}}$ для произвольного ω представляет собой сложную задачу. Одна из очевидных трудностей состоит в необходимости вычисления суммы по бесконечному числу связанных состояний электрона в спектре атома j . Это вычисление можно выполнить точно лишь для атома водорода, для которого точно известен потенциал, в котором находится атомный электрон. Для всех многоэлектронных атомов это вычисление можно провести лишь приближенно. Однако из выражения (4) легко получить простые выражения для динамической поляризуемости в двух важных предельных случаях.

В предельном случае малой частоты излучения $\omega \ll \omega_{ji}$ в (4) можно пренебречь ω по сравнению с ω_{ji} . Тогда (4) в соответствии с исходным условием $\omega = 0$ сводится к выражению

$$\alpha_{\text{дин}} = \alpha_{\text{стат}}. \quad (5)$$

В предельном случае большой частоты $\omega \gg \omega_{ji}$ можно в (4) пренебречь ω_{ji} по сравнению с ω . Тогда из (4) получаем выражение для динамической поляризуемости

$$\alpha_{\text{дин}} \sim -\frac{1}{\omega^2}. \quad (6)$$

В соответствии с (6) величина сдвига уровня в атомных единицах (а.е.):

$$\delta E(\mathcal{E}) = -\frac{1}{4} \frac{\mathcal{E}^2}{\omega^2} \text{ а.е.} = E_{\text{кол}}. \quad (7)$$

Энергия в (7) соответствует средней (по периоду поля) колебательной энергии свободного электрона в поле волны $E_{\text{кол}}$. Это выражение для $E_{\text{кол}}$ легко получить на языке классической физики из второго закона Ньютона.

На рис. 4 приведена зависимость $\alpha_{\text{дин}}$ в соответствии с выражением (4). Резонансные максимумы соответствуют резонансам между частотой ω и собственными частотами в спектре атома ω_{ji} .

Многочисленные экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по формулам (3) и (4).

Рис. 5 качественно иллюстрирует возмущение спектра типичного атома в поле лазерного излучения. Так как частота излучения ω гораздо меньше, чем собственная частота перехода из основного состояния в первое возбужденное, то в соответствии с выражением (5) сдвиг основного состояния с хоро-

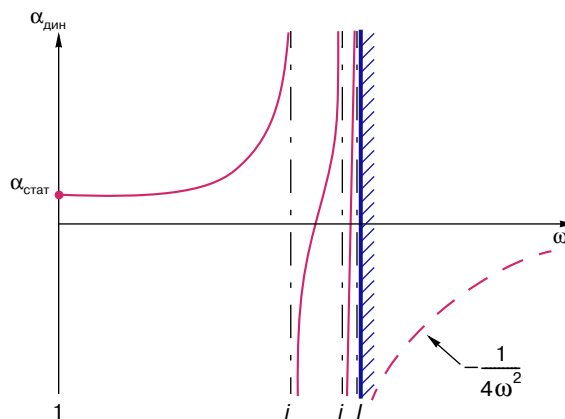


Рис. 4. Зависимость динамической поляризуемости $\alpha_{\text{дин}}$ основного состояния модельного атома от частоты излучения; фиолетовая линия – потенциал I ионизации атома

шей точностью описывается статической поляризуемостью атома в этом состоянии. Для тех высоковозбужденных состояний n , для которых частота больше энергии связи электрона ($E_i = I - E_n$), в соответствии с выражением (6) сдвиг уровней и в том числе потенциала ионизации I определяется колебательной энергией свободного электрона в поле волны. Для промежуточных уровней сдвиг может иметь как различный знак, так и различную амплитуду (см. рис. 5). Эта качественная картина хорошо описывает результаты многочисленных экспериментов. Таким образом, потенциал ионизации $I(\mathcal{E})$ атома, одетого полем, всегда больше потенциала ионизации I исходного невозмущенного атома, так как знаки статической поляризуемости и динамической поляризуемости высоковозбужденных состояний противоположны.

К настоящему времени в лазерных экспериментах, проведенных при частоте излучения $\omega \approx 10^{-1} \omega_a$ и напряженности поля $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_a$, наблюдались сдвиги верхних уровней на величину до 3,5 эВ. Как видно, это очень большая величина, однако есть основания ожидать сдвигов, еще в несколько раз больше. Какова предельная величина сдвига, пока неясно.

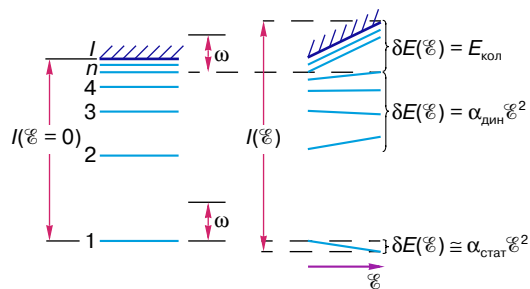


Рис. 5. Схема процесса возмущения спектра модельного атома в поле лазерного излучения

Для ответа на этот вопрос требуется продолжение теоретических, а главное, экспериментальных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы из рассмотренной совокупности результатов экспериментальных и теоретических исследований динамического эффекта Штарка следующие.

1. В общем случае характер динамического эффекта Штарка качественно отличен от характера статического эффекта.

2. В частном случае высокочастотного излучения и субатомной напряженности поля характер динамического и статического эффектов Штарка одинаков, возмущение изолированного атомного уровня сводится к его сдвигу.

3. Сдвиг уровня в переменном внешнем поле может достигать очень большой величины, превышающей не только собственные частоты в спектре атома, но и энергию связи электрона в исходном состоянии. Предельная величина сдвига пока является предметом экспериментальных и теоретических исследований [5].

Для физики атома эти исследования имеют фундаментальное значение, так как они составили целый раздел, посвященный динамической поляризуемости, который недавно практически отсутствовал. Для приложений основное значение сводится к влиянию динамического эффекта Штарка на характер переходов атомного электрона из начального состояния в другие связанные и свободные состояния под действием внешнего переменного поля (в частности, под действием лазерного излучения). Это относится к многофотонным переходам [6], к нелинейному рассеянию света атомом, к различным нелинейным оптическим явлениям, возникающим в конденсированных средах под действием лазерного излучения [7, 8].

Обсудим, почему, изучая возмущение атомного спектра под действием электромагнитного поля, мы ограничились рассмотрением взаимодействия атома с электрической составляющей поля. Хорошо известно, что электромагнитное поле имеет обе составляющие — электрическую и магнитную. Для того чтобы дать ответ на поставленный вопрос, надо исходить из выражения для силы Лоренца, действующей на заряд (в данном случае на атомный электрон) со стороны магнитного поля:

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v} \cdot \vec{H}]. \quad (8)$$

В соотношении (8) \vec{v} — вектор скорости движения заряда относительно той системы координат, в которой заданы векторы \vec{E} и \vec{H} и вычисляется вектор \vec{F} , а $[\vec{v} \cdot \vec{H}]$ — векторное произведение.

Из соотношения (8) видно, что при $v < c$ второй член в v/c раз меньше первого. Только при релятивистских скоростях электрона, когда $v \sim c$, воздействие на него электрической и магнитной составляющих одинаково. Так как оптические атомные электроны движутся вокруг ядра со скоростями существенно не релятивистскими, то в интересующем нас случае воздействие магнитной составляющей пренебрежимо мало по сравнению с воздействием электрической составляющей.

Иная ситуация реализуется при использовании постоянных полей, электрического и магнитного, которые в природе могут существовать независимо друг от друга: возникает статический эффект Штарка или эффект Зеемана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физматгиз, 1963.
2. Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А. Современные методы исследования эффекта Штарка в атомах // Успехи физ. наук. 1967. № 93. С. 71.
3. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. Делоне Н.Б. и др. // Успехи физ. наук. 1976. № 120. С. 3.
5. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // Успехи физ. наук. 1995. № 165. С. 1295.
6. Делоне Н.Б. Многофотонные процессы // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 3. С. 75–81.
7. Делоне Н.Б. Нелинейная оптика // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 3. С. 94–99.
8. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989.

* * *

Николай Борисович Делоне, профессор, доктор физико-математических наук, ведущий сотрудник Института общей физики РАН. Специалист в области атомной и лазерной физики. Автор нескольких монографий, посвященных взаимодействию лазерного излучения с веществом, многих обзоров и более 150 научных работ.