

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Роль боровских частот в процессах рассеяния, люминесценции, генерации излучения в различных средах

В.Е. Оглуздин

Принцип соответствия и соотношение дополнительности Нильса Бора, выражающие стремление до предела использовать понятия классических теорий (механики, электродинамики) в настоящей статье привлекаются для описания процессов взаимодействия пучков световых фотонов и среды, оптические свойства которой могут быть представлены с помощью модели классического гармонического осциллятора Лоренца и теории дисперсии.

PACS numbers: 32.80.Wr, 78.35.+c, 78.55.-m

Содержание

1. Введение (415).
 2. Боровская частота и ее связь с моделью классического гармонического осциллятора Лоренца (415).
 3. Принцип соответствия — как стремление до предела использовать понятия классических теорий (416).
 4. Некоторые экспериментальные факты и их обсуждение на основе предлагаемой модели (417).
 5. Заключение (419).
- Список литературы (420).

1. Введение

При рассмотрении модели атома Нильсом Бором было предложено три постулата квантования. Напомним, следуя [1], содержание этих постулатов. Первый постулат заключается в том, что в атоме существует определенное число электронных орбит, названных Бором стационарными состояниями. Причем в каждом из этих состояний электрон может находиться сколь угодно долго, совсем не излучая. Это положение постулировалось произвольно, и оно заведомо противоречило классической электромагнитной теории. Во-вторых, Бор постулировал, что электрон может быть ударом выбит из нижнего стационарного, нормального состояния (E_1) в энергетически более высокое состояние (E_2), названное им возбужденным. Переход между этими состояниями характеризуется боровской [2] частотой, величина которой определяется из соотношения

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1)$$

В.Е. Оглуздин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова 38, Российская Федерация
Тел. (495) 132-82-26. Факс (495) 132-81-73
E-mail: og luzdin@kapella.gpi.ru

Статья поступила 20 мая 2005 г.,
после доработки 12 января 2006 г.

где h — постоянная Планка, $E_2 - E_1 = \Delta E$. В-третьих, он предположил, что величина, называемая моментом импульса электрона, на стационарной орбите должна быть кратна постоянной Планка. Используя приведенные предположения, Бор получил теоретическую формулу Бальмера, вывел точные значения длин волн бальмеровских линий, предсказал существование других серий. Идеи Бора оказались полезными для объяснения спектров и нашли применение в практической спектроскопии.

Настоящая статья посвящена рассмотрению такой схемы взаимодействия пучка световых квантов с резонансными и почти резонансными средами, которая однозначно связывает с боровскими частотами (см. (1)) исследуемой среды частоту возбуждающего излучения ν на входе в среду и частоты появившегося на выходе среды излучения как в случае точного резонанса $\nu = \nu_{21}$, так и в нерезонансных условиях: $\nu < \nu_{21}$, $\nu > \nu_{21}$. Практическое применение предлагаемого подхода оказывается полезным при рассмотрении процессов усиления, люминесценции, рассеяния излучения в различных (атомарных, молекулярных, наноразмерных) средах с объемным распределением осцилляторов.

В данной статье при описании элементарных процессов взаимодействия излучения с веществом (поглощения, спонтанного и вынужденного излучения) мы чаще будем пользоваться термином "фотоны", не забывая о приведенном в [3] разделении понятий о световых квантах и о "полноценных" фотонах.

2. Боровская частота и ее связь с моделью классического гармонического осциллятора Лоренца

Еще до появления лазеров в атомной физике появились представления о безызлучательных релаксационных переходах [4], также связанных с двумя уровнями исследуемой среды соотношением (1) для боровской частоты. Эти переходы, как правило, обусловлены взаимодействиями возбужденных частиц (атомов, молекул, мезо-

атомов, наночастиц) исследуемой среды с их окружением. В зависимости от вида конкретной системы эти взаимодействия могут быть представлены как соударения между частицами и их окружением. В конечном счете результатом действия безызлучательных релаксационных процессов является обмен энергией между подсистемой рассматриваемых частиц и тепловыми движениями во всей системе, приводящий к равновесию системы в целом.

Обычно время установления равновесия, или время жизни частиц на уровне, обозначается T_1 и называется продольным временем релаксации [4]. Величина $1/T_1$ — скорость, с которой разность населенностей между двумя состояниями, связанными условием (1), возвращается к своему равновесному значению в результате передачи энергии из ансамбля частиц в термостат [4, 5]. Согласно [5] вклад в T_1 дают как спонтанное излучение [3], так и безызлучательная релаксация. Общее время, необходимое для полной потери ансамблем атомов энергии возбуждения, как правило, близко к T_1 . Это положение частично противоречит первому постулату Бора, который утверждал, что замкнутая орбита электрона будет устойчивой, причем электрон, находящийся на такой орбите, не излучает энергию, оставаясь на орбите (уровне) неопределенно долгое время.

Отметим, что и спонтанное испускание, и безызлучательная релаксация могут иметь место в случае, когда световое поле, воздействующее на частицы среды, уже выключено. При наличии резонансного светового поля существенными становятся процессы индуцированного испускания и (индуцированного) поглощения квантов светового поля.

При достаточно больших значениях плотности исследуемой среды в отсутствие поля радиационные переходы играют пренебрежимо малую роль по сравнению с безызлучательными и среда может находиться в состоянии термодинамического равновесия. Это означает, что распределение атомов по уровням является бальмовским [6]:

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, n_1 — число электронов на нижнем уровне перехода, n_2 — на верхнем.

Воздействием, которое может нарушить термодинамическое равновесие среды, является облучение ее светом от внешнего источника. В этом случае связь между вероятностью спонтанного испускания и вероятностями поглощения W_{12} и индуцированного излучения W_{21} характеризует множитель, учитывающий спектральную интенсивность падающего излучения или его спектральную плотность при условии равенства вероятностей индуцированного испускания и поглощения [3, 6].

Вопрос о роли безызлучательной релаксации в рассматриваемых процессах, был исследован в [4] на основе анализа изменения населенностей в двухуровневой системе, находящейся под действием резонансного электромагнитного поля. Изменение плотности числа частиц на верхнем уровне n_2 согласно [4] дается выражением:

$$\frac{dn_2}{dt} = -\left(w_{21} + \frac{1}{t_1}\right)n_2 + w_{12}n_1 - W_{21}n_2 + W_{12}n_1. \quad (3)$$

Здесь w_{12} — вероятность спонтанного перехода электронов с основного на возбужденный уровень, w_{21} — вероятность процесса безызлучательной релаксации, $1/t_1$ — скорость ухода частиц со второго уровня за счет спонтанного испускания.

Для нас существенно, и это является основным моментом настоящей статьи, что независимо от того потеряна ансамблем полностью энергия возбуждения или нет, в среде постоянно сохраняется память о наличии перехода между уровнями E_2 и E_1 и о величине боровской частоты ν_{21} (см. (1)), характеризующей этот переход. Другими словами, боровская частота — постоянная характеристика исследуемой среды, независимая от того, как — равновесно или неравновесно — заселены электронами уровни перехода. С боровскими частотами однозначно связаны распределенные по объему среды осцилляторы (как правило, это оптические электроны атомов, молекул, мезоатомов, наночастиц). Собственные частоты колебаний этих осцилляторов определяются силами упругости и не зависят от частоты внешнего поля [7].

Отметим, что при отсутствии точного резонанса между частотой возбуждающего поля ν и боровской частотой ν_{21} , характеризующей исследуемую двухуровневую среду, индуцированные переходы электронов осуществляются уже с привлечением многофотонных процессов, а именно трехфотонного электронного комбинационного рассеяния (КР) [8–10] и шестифотонного параметрического рассеяния (ШПР) [10, 11]. Напомним, что трехфотонный процесс предполагает поглощение в элементарном акте двух фотонов возбуждающего излучения на частоте ν и испускание фотона на комбинационной частоте ν_3 (в литературе иногда такой процесс называется гиперкомбинационным или рамановским [12] рассеянием). Частота ν_3 трехфотонного электронного КР в случае двухуровневой среды, характеризующейся боровской частотой ν_{21} , в соответствии с законом сохранения энергии выражается в следующем виде:

$$\nu_3 = 2\nu - \nu_{21} \quad (4)$$

(множитель h опущен).

Об экспериментальном наблюдении этого процесса разными группами исследователей сообщалось в работах [8–10], где представлены библиографические ссылки по трехфотонному рассеянию, а о теоретическом его рассмотрении можно получить информацию из работы [13].

В случае ШПР в двухуровневой среде согласно закону сохранения энергии трем поглощенным фотонам возбуждающего излучения соответствует рождение трех фотонов на новых частотах. Процесс не должен нарушать условия равновесия в среде. В этом случае существенным является выполнение условий закона сохранения импульса для шести фотонов, участвующих в элементарном акте взаимодействия. Этот процесс рассмотрен в работах [10, 11].

3. Принцип соответствия — как стремление до предела использовать понятия классических теорий

Обратимся еще к одной позиции, введенной Нильсом Бором [14]. Она связана с соотношением дополнительности и принципом соответствия. Согласно Бору между

однозначным применением стационарных состояний и механическим анализом внутриатомных движений существует то же соотношение дополнительности, какое существует между световым квантом и электромагнитной теорией излучения. Принцип соответствия выражает "стремление до предела использовать понятия классических теорий (механики, электродинамики), несмотря на противоположность между световым квантом и электромагнитной теорией излучения" [14].

Цель настоящей статьи — интерпретация согласно принципу соответствия Бора особенностей спектральной структуры рассеянного средой (вторичного) излучения, возбуждаемого пучками резонансных или почти резонансных световых квантов (фотонов), и поиск универсальных закономерностей для процессов данного вида с использованием относящихся к резонансной среде понятий классической теории. Как будет показано, использование процессов, отвечающих соотношению (4) или ему подобных (см. раздел 4), способствует наглядной расшифровке и интерпретации спектров рассеянного в среде излучения, спектров люминесценции, а также процесса усиления света. Предлагаемая модель позволяет успешно объяснить некоторые особенности процессов резонансного и почти резонансного взаимодействия монохроматического излучения с различными (атомарными, молекулярными, наноразмерными) средами.

Руководствуясь стремлением до максимально возможного предела использовать понятия классических теорий, напомним, что именно для описания свойств атомарной (молекулярной) среды, возбуждаемой внешним электромагнитным полем, и существует механическая модель классического гармонического осциллятора Лоренца [15].

Теперь, когда мы определились с боровской частотой, обсудили соотношение дополнительности и принцип соответствия Бора, напомним, что электроны, отвечающие за оптические свойства среды рассматриваемого типа, могут быть представлены в виде ансамбля одинаковых или разноразмерных классических гармонических осцилляторов Лоренца, что, в свою очередь, требует привлечения выводов теории дисперсии [15, 16], связанной с такими осцилляторами. Нас будет интересовать, каким образом взаимодействующий с почти резонансной средой пучок фотонов монохроматического излучения, характеризуемых частотой ν , может распространяться сквозь среду, подчиняющуюся законам дисперсии. В исследуемых материальных средах каждой боровской частоте ν_{21} соответствует ансамбль классических гармонических осцилляторов.

Нас будут интересовать три разных случая:

A) $\nu = \nu_{21}$, $n(\nu) \simeq 1$,

B) $\nu > \nu_{21}$, $n(\nu) < 1$,

B) $\nu < \nu_{21}$, $n(\nu) > 1$,

где ν_{21} — частота резонансного перехода, которая естественным образом соответствует боровской частоте (см. (1)), $n(\nu)$ — показатель преломления среды.

В случае A согласно теории дисперсии показатель преломления $n(\nu)$ среды с объемным распределением осцилляторов близок к единице [15, 16]. Коэффициент отражения такой среды согласно [15] имеет максимум на резонансной частоте ν_{21} . Если в среде на переходе с частотой ν_{21} создана инверсия, то должно происходить усиление излучения.

В случае B особенность, ограничивающая распространение фотонов, обусловлена тем, что согласно теории дисперсии показатель преломления $n(\nu) < 1$. Распространение фотонов монохроматического излучения в этой области спектра оказывается невозможным, потому что в противном случае они распространялись бы со сверхсветовой скоростью $v = c/n(\nu)$ (c — скорость света в вакууме), что противоречит существующим представлениям. Только обеспечив насыщение среды, т.е. выравнивание населенностей уровней исследуемого перехода ($n(\nu) = 1$), можно пропустить излучение сквозь такую среду. В противном случае, согласно [15], на границе среды с объемным распределением классических осцилляторов Лоренца происходит эффективное отражение падающего излучения.

Наконец, в случае B, согласно соотношению Селлмейера [16], в низкочастотной относительно резонансной частоты области спектра имеет место неограниченный рост показателя преломления $n(\nu)$. Данное обстоятельство может вызвать колоссальное замедление проникнувших в среду фотонов и, следовательно, препятствовать их распространению.

4. Некоторые экспериментальные факты и их обсуждение на основе предлагаемой модели

Вопрос о резонансном и почти резонансном взаимодействии излучения с различными средами с давних пор привлекал к себе внимание исследователей (Вуд, Рождественский).

Систематическое изучение процессов резонансного взаимодействия стало возможным с появлением перестраиваемых по частоте непрерывных или импульсных лазеров. Анализ экспериментальных результатов в этой области исследований мог бы показаться невозможным из-за огромного объема публикаций. Моей задачей является выделение из массива экспериментальных данных тех результатов, которые соответствуют рассматриваемой в настоящей статье многофотонной модели. Для этого будут использованы как опубликованные материалы, полученные с участием автора, так и результаты других исследователей, известные из литературных источников.

Остановимся на рассмотрении экспериментальных результатов, иллюстрирующих случай A. Здесь уместно вспомнить классические опыты Вуда (см. [17]), в которых наблюдалось непропускание средой (парами натрия) падающего на нее резонансного излучения. При увеличении плотности атомарных паров натрия область свечения паров стягивается к месту входа лучей в сосуд с парами, превращаясь для наблюдателя в свечение тонкого поверхностного слоя атомов (или отражение света от поверхностного слоя атомов). То есть для монохроматического излучения на резонансной частоте ($\nu = \nu_{21}$) имеет место особенность, ограничивающая распространение излучения вперед. Согласно [18] непропускание (сильное ослабление) средой резонансного излучения с позиций классической электродинамики может быть объяснено большой величиной сечения рассеяния σ . Рассеяние связанными электронами атомов в случае, когда частота возбуждающего излучения совпадает с боровской частотой среды ($\nu = \nu_{21}$), ограничивает направленное распространение излучения

сквозь кювету с ростом концентрации атомов щелочного металла.

При воздействии на двухуровневую инвертированную среду излучением фотонов, частота ν которых равна боровской частоте среды ($\nu = \nu_{21}$), реализуется предложенная в 1916 г. А. Эйнштейном [19] схема вынужденного (индуцированного) испускания фотонов с той же самой частотой ν . Действительно, процессу рождения в резонансной среде с инверсией населенностей в элементарном акте двух фотонов при одновременном поглощении одного фотона соответствует тождественное равенство (4) выражение

$$\nu + \nu'_{21} = 2\nu, \quad (5)$$

где $\nu = \nu'_{21}$, а $\nu'_{21} = (E_2 - E_1)/h$ — боровская частота инвертированного перехода исследуемой двухуровневой среды. Соотношение (5) раскрывает механизм усиления светового излучения за счет удвоения числа фотонов в каждом элементарном акте. Этот процесс нашел широкое применение во многих задачах квантовой радиофизики и электроники, связанных с усилением и генерацией когерентного монохроматического излучения [4, 12]. Интересно отметить, что еще на заре развития лазерной физики привлекаемая нами модель классического гармонического осциллятора Лоренца уже использовалась для обсуждения процесса лазерной генерации [20].

Перейдем к анализу экспериментальных результатов, иллюстрирующих случай Б: $\nu > \nu_{21}$, $n(\nu) < 1$.

Из ситуации, при которой распространение фотонов на частоте ν в среде в указанной области спектра ограничивается, можно найти выход, предположив возможность создания предвестника [15], свидетельствующего об изменении свойств среды для фотонов, следующих за фронтом пучка. Результаты экспериментов по взаимодействию почти резонансного, монохроматического излучения с атомарными парами калия, выполненных с участием автора настоящей статьи [8, 10, 11, 21, 22] позволяют сделать вывод, что в случае резонансной (двухуровневой) среды роль предвестника должна быть отведена фотонам, частота ν_3 которых соответствует рассмотренному выше соотношению (4): $\nu_3 = 2\nu - \nu_{21}$, где ν_{21} — боровская частота среды. Так как в этом случае $\nu_3 > \nu$, а $\nu > \nu_{21}$, то мы имеем $n(\nu_3) > n(\nu)$, причем, согласно теории дисперсии [15, 16], мы ожидаем, что с ростом частоты $n(\nu_3) \rightarrow 1$, что снимает ограничение на распространение излучения.

О наблюдении таких процессов в почти резонансных условиях в атомарных парах щелочных металлов другими исследователями сообщалось в [9]. В работе [9] содержится библиографический список главным образом экспериментальных работ, посвященных наблюдению в атомарных средах трехфотонного процесса (4).

Действительно, в результате процесса (4) происходит выравнивание населенностей уровней исследуемой среды (электроны с основного уровня 1 переводятся на возбужденный уровень 2), что свидетельствует о создании в среде условий для беспрепятственного пропускания сквозь среду излучения на частоте ν_3 , а следом — на частоте ν . Успешно регистрируемое на спектрограммах излучение на частоте ν_3 свидетельствует о заметной эффективности процесса [8, 9].

Кажущееся противоречие, вытекающее из малости оценки величины сечения рассеяния σ_3 такого трехфотон-

ного процесса, приведенной в работе [12, с. 173], и в то же время доступности его для наблюдения в атомарных парах щелочных металлов [8, 9], объясняется тем, что процессы низшего порядка в среде с показателем преломления $n(\nu) < 1$ несущественны: они не маскируют излучение на частоте ν_3 .

Явление самофокусировки лазерных пучков с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка, наблюдаемое в парах щелочных металлов [21–23] в этой области спектра, согласно рассматриваемой модели можно представить как режим туннелирования [22] фотонов с частотой ν вдоль канала, подготовленного процессом (4), согласно которому в первую очередь на оси пучка должны появляться в качестве предвестников фотоны на частоте ν_3 .

Проанализируем с привлечением известных экспериментальных результатов случай В: $\nu < \nu_{21}$, $n(\nu) > 1$. Во-первых, мы рассмотрим среду, состоящую из двухуровневых атомов (на примере атомарных паров калия [10, 11, 22]), а во-вторых, — люминесценцию, наблюдаемую в наноразмерных средах (при условии, что $\nu < \nu_{m1}$, $n(\nu) > 1$, где ν_{m1} — собственные (боровские) частоты разноразмерных осцилляторов среды; $m = 2, \dots$) [24, 25]. Согласно [24, 25] при наличии люминесценции оказывается, что необходимые для случая В условия ($\nu < \nu_{m1}$, $n(\nu) > 1$) автоматически выполняются для множества боровских частот ν_{m1} , как правило, находящихся в синей — антистоксовой — области спектра относительно частоты ν возбуждающего излучения. Сам спектр люминесценции смещен в стоксову область спектра относительно частоты ν [4, 26].

Следует отметить, что в случае атомов калия мы имели калиброванные осцилляторы и неизменную для данного перехода величину боровской частоты ν_{21} . В случае люминесценции наноразмерной (или молекулярной) среды из-за разноразмерности наночастиц мы получаем множество боровских частот ν_{m1} ($m = 2, \dots$).

1. Итак, для среды из двухуровневых атомов выражение (4) для трехфотонного электронного КР имеет вид: $\nu_3 = 2\nu - \nu_{21}$, где величина ν_{21} соответствует боровской частоте исследуемого перехода, ν — частота возбуждающего излучения, $\nu < \nu_{12}$. В этом случае, согласно [15, 16], $n(\nu) \gg 1$, что должно уменьшать скорость распространения излучения в этой области спектра. Для пучков лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка в этой области спектра в парах щелочных металлов можно наблюдать эффект Вавилова — Черенкова, обусловленный либо распространением в среде со сверхсветовой скоростью, наведенной в среде с нелинейной поляризацией [10], либо распространением сквозь резонансную среду "сверхсветовых" фотонов [11], на самом деле распространяющихся со скоростью, не превышающей скорости света c . Благодаря процессу (4), учитывающему боровскую частоту, на оси светового пучка удается образовать канал, вдоль которого из-за выравнивания населенностей $n(\nu) \rightarrow 1$, что обеспечивает условия черенковского излучения [27] при использовании такого нестандартного "сверхсветового" источника.

В процессе рассмотрения случаев А, Б, В удалось показать, что именно боровские частоты среды с объемным распределением классических гармонических осцилляторов определяют особенности процессов взаимодействия пучков монохроматического излучения с такими

средами. Для одинаковых калиброванных осцилляторов среды (атомарные пары щелочного металла) экспериментальные результаты являются наглядными и достаточно легко поддаются интерпретации. Процесс безызлучательной релаксации обеспечивает диссипацию энергии, запасаемой осцилляторами среды в результате процесса (4). Отметим, что сами боровские частоты, как правило, на спектрограммах не регистрируются, за исключением случая точного резонанса (5), при котором $\nu = \nu_{21}'$.

Таким образом, экспериментальные исследования распространения пучков лазерного излучения в среде двухуровневых атомов подтверждают, что роль процесса (4) оказывается определяющей при взаимодействии лазерного излучения с почти резонансной двухуровневой средой.

2. Ситуация усложняется в случае среды с объемным распределением разноразмерных осцилляторов. Спектр боровских частот тогда расширяется, что влечет за собой усложнение спектров рассеиваемого средой излучения.

Обратимся еще к одному явлению, а именно к явлению флуоресценции (быстрой люминесценции) [26] и рассмотрим последствия применения предлагаемой в настоящей статье модели к этому процессу. Основанием для такого подхода послужило то обстоятельство, что до последнего времени [24, 25] при интерпретации указанного явления не рассматривалась связь между наблюдаемыми спектрами и конкретными осцилляторами среды. Постараемся эту связь установить. Перепишем соотношение (4) в виде

$$\nu_m = 2\nu - \nu_{m1}, \quad (6)$$

где $m = 2, \dots$ обозначает номер одной из многочисленных частотных составляющих спектра люминесцентного излучения, состоящего из частот ν_m и рассеиваемого в исследуемой среде с объемным распределением осцилляторов в угол 4π стерадиан; $\nu_{m1} = (E_m - E_1)/h$ — характерные боровские оптические частоты для электронов (сложной органической молекулы или наноразмерной частицы), находящихся в том или ином окружении. Это окружение, как правило, представляет собой разноразмерные, некалиброванные по размеру образования, состоящие из той или иной комбинации атомов, молекул или фрагментов кристаллической структуры с многочисленными дефектами. В соответствии с поставленной задачей нам необходимо показать, каким образом боровские частоты ν_{m1} подобных образований связаны со спектром люминесценции. Мы будем рассуждать, как и в случае двухуровневого атома, о необходимости заимствования части возбуждающего среду излучения для осуществления динамической компенсации дисперсии показателей преломления отдельных осцилляторов среды, которые в этом случае оказываются разноразмерными ($n(\nu_{m1}) \rightarrow 1$). Соотношение (6), на наш взгляд, такой процесс и описывает, о чем может свидетельствовать излучение люминесценции на частотах ν_m . В недавно появившихся работах автора настоящей статьи [24, 25] процесс люминесценции взвешенных в этаноле наночастиц кремния подробно описан с использованием данного подхода.

После того, как были рассмотрены проблемы, связанные с резонансными и почти резонансными средами и боровскими частотами, нам необходимо вернуться к

соотношению (3), рассмотренному в разделе 2. Вопрос касается вероятностей поглощения W_{12} и индуцированного излучения W_{21} . Очевидно, что эти величины должны учитывать рассмотренные нами трехфотонные процессы (4)–(6) [11].

5. Заключение

В статье рассмотрены некоторые практические задачи рассеяния, усиления света, люминесценции в резонансных или почти резонансных средах с объемным распределением классических осцилляторов. Собственные частоты этих осцилляторов соответствуют полному набору боровских частот исследуемых сред. Описаны закономерности, сопровождающие процессы взаимодействия пучков световых квантов с такими средами. Независимо от того, выполнены или нет условия точного резонанса между частотой возбуждающего излучения и боровской частотой среды, участие трех фотонов в элементарном акте взаимодействия излучения со средой обеспечивает переход осциллятора из основного в возбужденное (или наоборот) состояние. Принцип соответствия и соотношение дополнительности Бора, выражающие "стремление до предела использовать понятия классических теорий (механики, электродинамики)", в рассмотренном примере, с одной стороны, напрямую связаны с квантовыми особенностями светового излучения, а с другой, — с механическими особенностями классического гармонического осциллятора Лоренца и теорией дисперсии.

Использование соотношений (4)–(6) способствует облегчению расшифровки спектральной структуры излучения, рассеянного в разных направлениях резонансной или почти резонансной средой. С одной стороны, цена вопроса заключается в том, насколько точно можно совместить частоту возбуждающего излучения ν и частоту исследуемого перехода ν_{21} или ν_{m1} . С другой стороны, в случае так называемого почти резонансного взаимодействия (как для двухуровневых атомов, так и для люминесценции) нет необходимости заботиться о точном совпадении частоты ν и боровской частоты ν_{21} . Регистрация в эксперименте с резонансной или почти резонансной средой выходного излучения на частоте ν_3 (ν_m), свидетельствует в пользу предлагаемой схемы. Отметим, однако, что при отсутствии точного резонанса обнаружение в эксперименте излучения, имеющего боровскую частоту ν_{21} или ν_{m1} , как правило, оказывается затруднительным или невозможным, например, из-за процессов безызлучательной релаксации. Данные эксперимента, тем не менее, позволяют вычислить эту частоту.

Соотношения (4)–(6), подтверждаемые в многочисленных экспериментах по усилению и рассеянию лазерного излучения, по взаимодействию лазерного излучения с почти резонансными двухуровневыми средами и по флуоресценции наноразмерных частиц, на наш взгляд, имеют универсальный характер. Представляется целесообразным применение этого закона для интерпретации экспериментов в атомарных, молекулярных, наноразмерных средах. Особо следует выделить роль боровских частот ν_{21} (ν_{m1}), являющихся неотъемлемыми характеристиками исследуемой среды. В частности, в задачах люминесцентного анализа использование этого правила обеспечивает независимую экспертную оценку характер-

ных частот собственных осцилляторов исследуемой среды. Возвращение к представлению об элементарных классических осцилляторах среды, ответственных за боровские частоты, представляется весьма привлекательным при изучении перечисленных выше сред и процессов, поскольку позволяет получить новую информацию о характеристиках среды.

Автор выражает глубокую благодарность В.И. Когану за поддержку идей данной статьи в части, касающейся практического анализа результатов физического эксперимента.

Список литературы

1. Толанский С *Революция в оптике* (М.: Мир, 1971)
2. Ферми Э *Квантовая механика (конспект лекций)* (М.: Мир, 1965)
3. Гинзбург В Л *УФН* **140** 687 (1983)
4. Карлов Н В *Лекции по квантовой электронике* 2-е изд. (М.: Физматлит, 1988)
5. Макомбер Дж *Динамика спектроскопических переходов* (М.: Мир, 1979)
6. Собельман И И *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Физматлит, 1963)
7. Гарбуни М *Физика оптических явлений* (М.: Энергия, 1967)
8. Аникин В И, Крючков С В, Оглуздин В Е *Квантовая электроника* **1** 1923 (1974)
9. Бадалян А М, Дабагян А А, Мовсесян М Е *ЖЭТФ* **70** 1178 (1976)
10. Оглуздин В Е *ЖЭТФ* **79** 361 (1980)
11. Оглуздин В Е *УФН* **174** 895 (2004)
12. Пантел Р, Путхоф Г *Основы квантовой электроники* (М.: Мир, 1972)
13. Fontana J R, Pantell R H, Smith R G *J. Appl. Phys.* **33** 2085 (1962)
14. Бор Н *Атомная физика и человеческое познание* (М.: ИЛ, 1961)
15. Борен К, Хафмен Д *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986)
16. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
17. Ландсберг Г С *Оптика* 4-е изд. (М.: ГИИЛ, 1957) с. 644
18. Пановский В, Филиппс М *Классическая электродинамика* (М.: Физматлит, 1963)
19. Эйнштейн А *Собрание научных трудов* (М.: Наука, 1966)
20. Беннет В *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1964)
21. Ахманов С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 186 (1972)
22. Оглуздин В Е *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* (9) 3 (2002)
23. Grischkowsky D *Phys. Rev. Lett.* **24** 866 (1970)
24. Оглуздин В Е *ФТП* **39** 920 (2005)
25. Оглуздин В Е *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* (12) 3 (2003)
26. Левшин В Л *Фотолюминесценция жидких и твердых веществ* (М.-Л.: ГИИЛ, 1951)
27. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика: Дополнительные главы* 2-е изд. (М.: Наука, 1981)

Role of Bohr frequencies in scattering, luminescence and radiation generation in various media

V.E. Ogluzdin

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 132-82 26. Fax (7-495) 132-81 73
E-mail: ogluzdin@kapella.gpi.ru

Bohr's principles of correspondence and complementarity — two concepts aimed at getting the utmost of what classical mechanics and electrodynamics can give — are invoked to describe the interaction of a photon beam with a medium whose optical properties are modeled by a combination of Lorentz classical oscillator and dispersion theory.

PACS numbers: 32.80.Wr, **78.35.+c**, **78.55.-m**

Bibliography — 27 references

Received 20 May 2005, revised 12 January 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (4) 415–420 (2006)

Physics—Uspekhi **49** (4) (2006)