щем» в другое состояние, не претендует на подробное описание процессов испускания и поглощения. Это лишь наглядный и не слишком удачный способ выражения того, что происходит.

Постепенно слово «скачок» стало в квантовой физике обычным термином, который, однако, не кажется автору слишком удачным. Можно думать, что при изучении физики этот термин причиняет много лишних затруднений. Выражение «система совершила скачок из одного состояния в другое» опасно тем, что создает впечатление внезапности и мгновенности процесса. Создаваемая таким выражением мысленная картина иногда может привести к серьезным заблуждениям.

Конечная ширина уровней энергии

14. До сих пор мы не испытывали затруднений, связанных с представлением о «скачках». Дело в том, что мы нигде не имели с ними дела и лишь использовали соотношение (5а). Рассмотрим теперь ситуацию, в которой мы столкнемся с трудностями, если слишком буквально будем понимать термин «скачок».

Пусть фотон с частотой ω_0 поглощается атомом, первоначально находившимся в основном состоянии. Пусть частота ω_0 точно соответствует энергии перехода атома из основного состояния в одно из возбужденных и атом поглощает фотон и возбуждается. Затем он возвращается в основное состояние и испускает фотон с частотой ω_0. Этот фотон может быть испущен в любых направлениях, и это означает, что атом рассеивает свет частоты ω_0. Допустим теперь, что падающее на атом излучение имеет частоту, немного отличную от частоты ω_0. Будет ли при этом атом рассеивать свет? На этот вопрос следует дать положительный ответ. Опыт показывает, что если частота ω меняется вблизи ω_0, то эффективность атома как рассеивателя меняется: сначала она возрастает до резкого максимума при $\omega=\omega_0$ и быстро падает при увеличении частоты. Иногда фотон при «неправильной» частоте также может вызвать «скачок»; мы наблюдаем это на опыте. Возникает еще один вопрос: какова частота рассеянного излучения, если частота падающего на атом $\omega\neq\omega_0$? Из картины «скачков», по-видимому, следует, что эта частота должна иметь «правильное» значение ω_0, такое, которое опытом не подтверждается: испущенное атомом излучение имеет частоту ω, как этого и следовало бы ожидать на основании закона сохранения энергии (и представления о фотонах).

Это явление известно под названием *резонансной флуоресценции*. Его трудно понять, пользуясь представлением о «скачках».

15. Для понимания этих фактов нужна другая модель. Представим себе атом в виде некой механической системы, в которой электроны связаны с ядром упругими силами. Такая система будет иметь ряд резонансных частот, одна из которых равна ω_0. В основном состоянии атома вся эта система находится в покое, но падающая электромагнитная волна возбуждает ее колебания. В результате колеблющиеся электроны испускают электромагнитное излучение *той же* частоты, что и частота падающей волны. Амплитуда колебаний будет тем больше, чем ближе частота волны к резонансной частоте ω_0, и эффективность атома как рассеивателя, очевидно, будет самой большой в том случае, когда частота приходящей волны совпадет с частотой ω_0. Далее, и это весьма важно, существует определенное соотношение между фазами приходящей и испущенной волн, и между ними возникает интерференция, которую невозможно объяснить в рамках модели «скачков». Наиболее серьезным дефектом модели

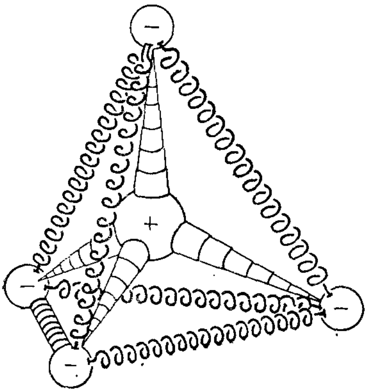

Рис. 15А. Механическая модель атома, используемая при объяснении резонансной флуоресценции. Если это устройство возбудить ударом (например, при столкновении с электроном), оно начнет колебаться, и, поскольку электроны заряжены, будет излучаться электромагнитная энергия на резонансных частотах системы. Система будет терять энергию на излучение, и поэтому колебания будут затухать. Под действием падающей электромагнитной волны электроны атома будут совершать вынужденные колебания с частотой волны и излучать на той же частоте. Это явление называется резонансной флуоресценцией

«скачков» в этом случае является разделение процесса рассеяния на этапы, которым не соответствует никакая реальность. Процесс рассеяния следует рассматривать как единый когерентный процесс, а не как два «скачка», в которых фотон, испущенный во втором «скачке», не находится в определенном фазовом отношении к фотону, поглощенному в первом «скачке».

Вопрос о том, когерентны ли рассеянная и поглощенная волны, может быть исследован экспериментально. Результат свидетельствует в пользу осцилляторной модели, которая предсказывает когерентность.

16. Рассмотрение резонансной флуоресценции приводит нас к новой интерпретации уровней энергии в атомах, молекулах и ядрах: разности энергий уровней соответствуют частотам, на которых система резонирует. *Разности энергий уровней являются резонансами.*

Разумеется, механическую модель с упругими силами и пружинами нельзя принимать серьезно. Почему же такая модель, заведомо наивная, оказывается такой удобной при объяснении флуоресценции? Причина в том, что многие аспекты резонансных явлений не зависят от деталей модели: все, что имеет значение, заключается в существовании резонансов (с соответствующим коэффициентом затухания) и в природе связи различных резонансных мод с внешним источником возбуждения.

17. Предположим теперь, что мы пытаемся определить энергию уровней (отсчитанную от основного уровня) атома, измеряя частоту фотонов, вызывающих переход из основного в возбужденное состояние. Мы пытаемся, иными словами, определить частоту, на которой атом резонирует. Такой *единственной* частоты не существует: атом откликается на небольшой *интервал* частот. Можно, конечно, сказать, что «правильная» частота, определяющая энергию уровня,— это частота ω_0, отвечающая максимуму резонансной кривой. Остается, однако, фактом, что атом откликается на все частоты вблизи ω_0 и линия в спектре поглощения атома не может быть абсолютно узкой: она имеет *конечную ширину*. Это является экспериментальным фактом.

Возникает вопрос: как обстоит дело со спектральными линиями испускания атома? Имеют ли и они конечную ширину? На это следует положительный ответ. Линия испускания имеет ту же ширину, что и линия поглощения. (Следует заметить, что экспериментально наблюдаемая ширина линий в оптических спектрах больше предсказываемой по нескольким причинам. Мы имели дело с шириной линий изолированного атома, находящегося в покое относительно наблюдателя. Эта ширина является внутренним свойством атома. Забудем на время о других причинах расширения линий; мы рассмотрим их позже в этой же главе.)

Что означает конечная ширина линии испускания? Она означает буквально то, что сказано этим определением. Если мы будем фотографировать линию с помощью спектрометра с *предельно высоким* разрешением, то обнаружим, что ее ширина конечна. Частота испущенного света не равна точно ω_0, но мы обнаруживаем все частоты в непосредственной близости от ω_0.

18. Поскольку положение уровней энергии определяется по наблюдению линий поглощения и испускания и эти линии всегда имеют конечную ширину, то энергия возбужденного состояния не может быть совершенно точно определяемой величиной. Если мы верим в существование фотонов и в закон сохранения энергии, то приходим к такому выводу. Таким образом, первый из наших постулатов, изложенных в п. 5, нельзя понимать буквально. *Уровни энергии, расположенные над основным, имеют конечную ширину.*

Предположим, что мы определяем энергию данного возбужденного состояния атома (молекулы или ядра), наблюдая линию поглощения, соединяющую основное состояние с возбужденным. Если «отклик» атома максимален при частоте ω_0, то можно приписать возбужденному состоянию *среднюю энергию* $E=E_0+\hbar\omega_0$, где E_0 — энергия основного состояния. Пусть ширина спектральной линии (измеренная некоторым методом, который здесь нас не интересует) равна $\Delta\omega$. Мы считаем, что ширина возбужденного уровня равна $\Delta E=\hbar\Delta\omega$. Если мы понимаем, что уровень энергии имеет конечную ширину, то не нуждаемся больше в термине «средняя энергия»; можно просто говорить об «энергии» уровня, понимая, что этот термин относится к соответствующим образом определенной средней энергии.

19. Смысл упрощений, лежащих в основе первого постулата, поучительно показать на примере из классической механики. Рассмотрим маятник, который мы толкнули и заставили колебаться. Допустим, что силы трения малы (наиболее существенная из них —

сила сопротивления воздуха), но не равны нулю, так что маятник может совершить несколько сот колебаний, прежде чем их энергия уменьшится в e раз по сравнению с начальной (время этих колебаний называется «средним временем жизни» колебательного состояния). Пусть интервал времени между двумя последовательными отклонениями маятника вправо равен 1 с.

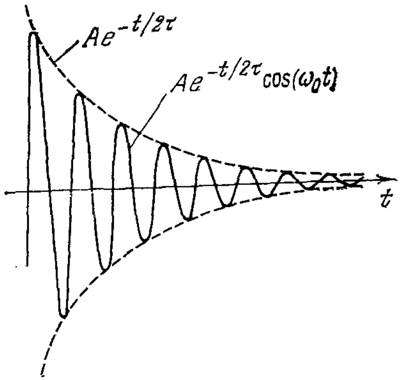

Рис. 19А. Экспоненциально затухающие колебания (зависимость смещения от времени). Процесс не строго периодический, поэтому неверно считать, что мы имеем дело с колебаниями, частота которых равна ω_0. Если затухание не слишком велико, можно считать, что частота близка к ω_0. Интуитивно ясно, что частота определена тем точнее, чем слабее затухание

Предположим, что нас интересует частота колебаний маятника. Недолго думая мы скажем, что частота равна 1 $с^{-1}$. Это, несомненно, разумный ответ, но, строго говоря, он неверен: под «частотой» мы понимает частоту повторения *периодических* явлений. Движение нашего маятника лишь приближенно можно считать периодическим, поскольку амплитуда колебаний уменьшается со временем. Частота *затухающих* гармонических колебаний точно не определена, хотя для практических целей мы вполне можем ее определить.

Атом, испускающий излучение, в некоторых отношениях похож на затухающий маятник. Процесс излучения не длится вечно, а это означает, что «колебания внутри атома» являются затухающими. У них нет *точно* определенной частоты, поскольку затухающее колебание не строго периодическое. Электромагнитное излучение, возникающее оттого, что «что-то в атоме колеблется», не будет монохроматическим. Линия испускания имеет конечную ширину.

20. Размышляя над рис. 19А, мы начинаем понимать, что чем меньше затухание, тем точнее определена частота. Действительно, неопределенность $\Delta\omega$ в частоте обратно пропорциональна среднему времени жизни τ.

Чтобы показать это, рассмотрим испускание и рассеяние света атомом в духе «осцилляторной модели» из п. 15. Допустим, что мы имеем дело лишь с двумя состояниями: основным и возбужденным, отстоящим от него по энергии на $\hbar\omega_0$.

Рассмотрим сначала атом непосредственно после того, как он был возбужден. Внутри него «что-то колеблется», и мы обозначим амплитуду этих колебаний через $A(t)$. Допустим, что эти колебания следующим образом зависят от времени:

$$A(t)=A\exp(-i\omega_0 t-t/2\tau), \qquad (20a)$$

где A — постоянная. Так в комплексном представлении зависит от времени амплитуда колебаний затухающего гармонического осциллятора со средней частотой ω_0.

Поскольку эти колебания совершаются заряженными частицами, то можно ожидать, что при этом будет испущено электромагнитное излучение (со средней частотой ω_0) и амплитуда этого излучения будет зависеть от времени согласно (20a). *Интенсивность* $I(t)$ испущенного излучения пропорциональна квадрату модуля амплитуды:

$$I(t)=C|A(t)|^2=C|A|^2 \exp(-t/\tau); \tag{20b}$$

здесь C — некоторая постоянная. Таким образом, можно написать

$$I(t)=I(0)\exp(-t/\tau). \tag{20c}$$

Мы записали экспоненциальный распадный множитель в (20a) в виде $\exp(-t/2\tau)$, чтобы в выражении для интенсивности получить коэффициент $\exp(-t/\tau)$. Вопрос о том, как написать этот множитель,

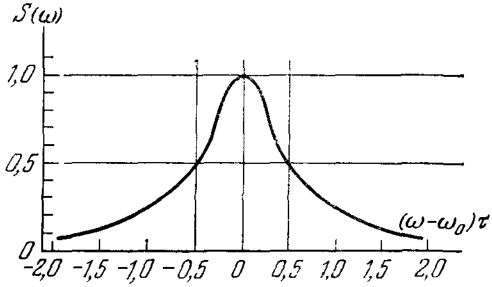

Рис. 21А. Универсальная резонансная кривая. Она описывает отклик любой линейной (или приблизительно линейной) системы на гармоническую внешнюю силу вблизи резонансной частоты при условии, что по соседству от ω_0 нет других резонансных частот. Заметим, что в физике играют особенно важную роль две кривые «колоколообразного» типа: резонансная кривая и гауссова кривая. На первый взгляд они мало отличаются одна от другой, но нужно помнить, что гауссова кривая очень быстро приближается к нулю за пределами центральной области, тогда как у резонансной кривой имеется длинный «хвост»

т. е. как определить величину τ, является делом условия. При нашем определении за время τ *интенсивность* излучения уменьшается в e раз. Величина τ измеряет продолжительность процесса, и можно интерпретировать τ как *среднее время* жизни возбужденного состояния. «Большая часть распадов происходит за время порядка τ».

21. Амплитуда колебаний $A(t)$, выражаемая формулой (20a), удовлетворяет дифференциальному уравнению первого порядка

$$dA(t)/dt+(i\omega_0+1/2\tau)\,A(t)=0. \tag{21a}$$

Оно описывает осциллятор в отсутствие внешних сил. Предположим, что на осциллятор действует монохроматическая световая волна, имеющая частоту ω. Уравнение (21a) следует изменить, добавив член, описывающий гармоническую внешнюю силу. В результате неоднородное дифференциальное уравнение, описывающее поведение осциллятора, примет вид

$$dA(t)/dt+(i\omega_0+1/2\tau)\,A(t)=F\exp(-i\omega t); \tag{21b}$$

здесь F — постоянная, характеризующая вынуждающую силу.

Решение дифференциального уравнения (21b) для установившегося режима (мы не рассматриваем процесс установления) имеет вид

$$A(t)=\frac{iF\exp(-i\omega t)}{(\omega-\omega_0)+1/2\tau}. \tag{21c}$$

Этому решению отвечают колебания постоянной амплитуды с частотой приложенной силы ω.

Интенсивность излучения, испущенного осциллятором, пропорциональна квадрату модуля $A(t)$. Излучение осциллятора под действием вынуждающей силы является рассеянным излучением, и количество рассеянной энергии пропорционально интенсивности. Обозначим через $S(\omega)$ интенсивность излучения на единичную амплитуду. Имея в виду (21c), можно написать

$$S(\omega)\ \text{пропорционально}\ \left|\frac{1}{(\omega-\omega_0)+1/2\tau}\right|^2,$$

или

$$S(\omega)=S(\omega_0)\frac{(1/2\tau)^2}{(\omega-\omega_0)^2+(1/2\tau)^2}, \tag{21d}$$

где $S(\omega_0)$ характеризует рассеяние «в резонансе», т. е. при $\omega=\omega_0$. На рис. 21A приведен график зависимости $S(\omega)$ от ω.

22. Функция $S(\omega)$ выражает «интенсивность отклика» системы на внешнее возмущение с частотой ω. *Такой тип резонансного отклика весьма характерен для квантовой физики, он не ограничен взаимодействием света с атомом.* Мы имеем дело с той же резонансной формулой и при рассеянии материальных частиц, например протонов определенной энергии ядрами или π-мезонов протонами. Можно сказать, что квазистабильный уровень энергии квантовомеханической системы «существует» именно в том смысле, что система имеет резонансный отклик, описываемый выражением (21d).

В ядерной физике резонансная формула (21d) известна после работ Г. Брейта и Е. Вигнера как *резонансная формула Брейта — Вигнера для одного уровня.*

23. Отметим важное свойство резонансной формулы (21d). Если обозначить через ω частоту, при которой отклик системы равен половине отклика в максимуме, то легко показать, что

$$\omega=\omega_0\pm 1/2\tau. \tag{23a}$$

Ширина резонансной кривой (рис. 21A) на половине максимального значения равна соответственно

$$\Delta\omega=1/\tau. \tag{23b}$$

Это находится в согласии с высказанной в п. 20 догадкой о связи между неопределенностью в частоте и средним временем жизни возбужденного состояния.

Ширина возбужденного уровня энергии равна $\Delta E=\hbar\Delta\omega$, поэтому из (23b) следует имеющая большое значение формула

$$\Delta E=\hbar/\tau, \tag{23c}$$

которая связывает неопределенность ΔE в энергии уровня со средним временем жизни состояния. Чем дольше существует состояние, тем лучше определена его энергия.

24. У читателя могут возникнуть сомнения в применимости простого дифференциального уравнения (21b) к столь сложному явлению, как взаимодействие между светом и атомом. Такое сомнение обосновано, но мы не описываем все аспекты этого взаимодействия, а лишь «отклик» атома на почти монохроматическое излучение, частота которого лежит в непосредственной близости к резонансной частоте ω_0, соответствующей переходу из основного в возбужденное состояние. Формула (21d) описывает одиночный резонанс, а если их несколько, как всегда бывает в атоме, молекуле или ядре, то теория должна быть модифицирована. Можно ожидать, что формула (21d) сохранит свою применимость *непосредственно* вблизи резонанса, когда расстояние до других резонансов велико.

Изложение более полной теории радиационных переходов завело бы нас слишком далеко, и мы должны ограничиться сказанным. Суть дела в том, что *нечто* осциллирует и *нечто* заряжено и что «отклик» амплитуды на внешнее возмущение линеен.

25. Рассмотрим теперь ширину линии испускания для перехода между двумя *возбужденными* состояниями. Эта ситуация схематически показана на рис. 25А. Ширина уровней отвечает (в сильно искаженном масштабе) ширине горизонтальных линий. Рассмотрим каскад из двух переходов: пусть за переходом из второго состояния в первое следует переход из первого в основное. Ширина линии (с частотой ω_{10}), возникающей при втором переходе, равна $\Delta\omega_{10}=\Delta E_1/\hbar$.

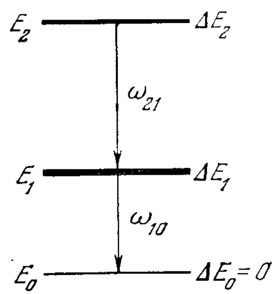

Рис. 25А. Грубая схема уровней для иллюстрации рассуждений п. 25. Ширина линии (средняя частота ω_{21}), испущенной при переходе из верхнего в первое возбужденное состояние, зависит от ширины обоих уровней, т. е. $\Delta\omega_{21}=(\Delta E_2+\Delta E_1)/\hbar$

Нас интересует неопределенность в *сумме* двух частот, испущенных в каскадном переходе *данного* атома. Обозначим эту сумму $\omega_{20}=\omega_{21}+\omega_{10}$. Тогда мы имеем $\Delta\omega_{20}=\Delta E_2/\hbar$. Этот результат следует из закона сохранения энергии: неопределенность полной выделившейся при переходе энергии, очевидно, должна быть той же, что и неопределенность второго возбужденного состояния.

Теперь можно догадаться, что ширина линии (с частотой ω_{21}) в первом переходе равна $\Delta\omega_{21}=(\Delta E_2+\Delta E_1)/\hbar$, и если первое возбужденное состояние имеет большую ширину, то велика будет и ширина линии испускания, даже если ширина второго возбужденного состояния очень мала (а время жизни соответственно очень велико). Ширина первого возбужденного уровня вносит неопределенность в способ разделения всей доступной энергии между двумя испущенными фотонами.

Изложенные здесь результаты, основанные на законе сохранения энергии и на идее о конечной ширине уровней энергии, кажутся весьма правдоподобными. Наши рассуждения хотя и не были строгими, их достаточно для качественного понимания проблемы. Существенно здесь то, что ширина линии испускания зависит от ширины *обоих* уровней.

26. Вернемся к соотношению $\Delta\omega = 1/\tau$. Так как частота обратно пропорциональна длине волны, то относительная неопределенность в длине волны равна относительной неопределенности в частоте, и мы имеем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau}. \qquad (26а)$$

Для оптических переходов в атомах величина $\omega\tau$ всегда очень велика. Частота $\nu = \omega/2\pi$ имеет порядок $5 \cdot 10^{14}$ Гц, а порядок величины τ равен 10^{-7}—10^{-8} с. Таким образом, относительная неопределенность длины волны (или частоты) будет порядка $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-7}$, что представляет собой весьма малую величину. Результирующая ширина спектральной линии называется *естественной шириной линии*; она является внутренним свойством атома (точнее, тех уровней атома, которые участвуют в переходе).

Продолжение обсуждения схем уровней

27. Рассмотрим теперь ряд типичных схем уровней. Они получены из эксперимента, интерпретированного в рамках квантовой механики, и к ним следует отнестись с большим вниманием. Каждая диаграмма или таблица длин волн является результатом огромной исследовательской работы.

Мы даем схемы уровней в том виде, в котором читатель встретит их в научной литературе. Их вид и система обозначений различных уровней определяются давно установленными соглашениями. Мы будем их придерживаться, даже если нам не всегда хватит времени для объяснения различных деталей. Читатель может возразить, что нам не следовало бы включать в диаграммы ничего, что не было бы предварительно объяснено теоретически. Такая точка зрения, доведенная до логического конца, вообще не позволила бы нам рассматривать схему термов до того, как мы, исходя из теории, не показали бы существования дискретных уровней энергии. Целью этой главы является, однако, обсуждение некоторых свойств физических систем, основанное на эмпирическом факте существования уровней энергии. Не следует забывать, что схемы уровней, одна из которых показана на рис. 28А, возникли на базе спектроскопических измерений еще *до того*, как было достигнуто полное понимание деталей, т. е. *до* открытия квантовой механики.

28. Каждому уровню энергии квантовомеханической системы соответствует ряд *квантовых чисел*. Они дают значения некоторых важных физических параметров, возникающих при квантовомеханическом описании системы. Мы обсудим физический смысл некоторых квантовых чисел при рассмотрении самих диаграмм. Читатель,