

(бэр). Так называется поглощенная энергия излучения, биологически эквивалентная одному рентгену:

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Дж/кг.}$$

Для человеческого организма считается безопасной мощность дозы, примерно в 250 раз превосходящая мощность, которую создают космический фон и радиоактивные излучения из недр Земли.

§ 17.7. Эффект Мёссбауэра

1. Выводы о существовании дискретных энергетических уровней у атомного ядра с присущими им определенными значениями энергии нуждаются в одном важном уточнении. Строго говоря, лишь основное состояние стабильного ядра имеет определенную энергию. Все возбужденные состояния ядра имеют значения энергии, определенные лишь с точностью до величины ΔW , вытекающей из соотношения неопределенностей (12.15):

$$\Delta W \approx \hbar / \Delta t,$$

где Δt — время жизни ядра в возбужденном состоянии. Лишь для основного состояния стабильного ядра $\Delta t = \infty$ и $\Delta W = 0$. Чем меньше величина Δt , тем большей становится неопределенность ΔW величины энергии возбужденного состояния. Например, ядро иридия ($^{191}_{77}\text{Ir}$) имеет возбужденное состояние с энергией $W = 129$ кэВ. Переходя в основное состояние, это ядро испускает γ -фотон. Если принять, что у иридия период полураспада $T = 10^{-10}$ с равен времени Δt , то соотношение неопределенностей дает возможность оценить величину ΔW . Она оказывается приблизительно равной $5 \cdot 10^{-8}$ эВ. Конечное время жизни возбужденных энергетических состояний ядра приводит к немонохроматичности γ -излучения, сопровождающего переход ядра из возбужденного состояния в основное. Эта немонохроматичность называется **естественной шириной линии** γ -излучения, а неточность ΔW величины энергии возбужденного состояния называется **естественной шириной энергетического уровня** и обозначается буквой Γ . В предыдущем примере $\Gamma = 5 \cdot 10^{-8}$ эВ, что составляет весьма малую часть энергии W уровня: $\Gamma/W = 4 \cdot 10^{-11}$. Очень важной задачей ядерной физики являлось отыскание способов измерения весьма малых изменений энергии, сравнимых с естественной шириной уровня Γ . Это давало бы возможность измерять энергию уровней в ядрах с весьма большой относительной точностью Γ/W .

2. Методом измерения малых изменений энергии на величину, сравнимую с шириной уровня Γ , является **резонансное поглощение** γ -излучения ядрами. Если ядро облучается γ -фотонами такой частоты ν , что энергия $h\nu$ фотона равна разности энергий одного из возбужденных и основного энергетических состояний ядра, то может происходить резонансное поглощение γ -излучения — ядро поглощает γ -фотон такой же частоты, какую имеет излучаемый самим ядром γ -фотон при переходе ядра из данного возбужденного энергетического состояния в основное.

Однако практическое осуществление резонансного поглощения γ -излучения до последнего времени затруднялось весьма широкими линиями излучения и поглощения. Это связано с тем, что в актах излучения и поглощения ядром γ -фотонов необходимо учитывать отдачу ядра. При переходе ядра из возбужденного состояния с энергией W в основное (энергия которого принята равной нулю) γ -фотон приобретает энергию W_γ , **м е л ь ш е**, чем W , на величину W_γ энергии отдачи ядра:

$$W_\gamma = W - W_\gamma < W.$$

Аналогично при возбуждении ядра и переходе его из основного состояния в состояние с энергией W γ -фотон должен обладать энергией W_γ , **б о л ь ш е** W на величину W_γ той энергии отдачи, которую γ -фотон должен передать поглощающему ядру:

$$W'_\gamma = W + W_\gamma > W.$$

Таким образом, частоты в максимумах линий излучения $\nu_{\text{изл}}$ и поглощения $\nu_{\text{полг}}$ сдвинуты друг относительно друга на величину $\Delta\nu = \nu_{\text{полг}} - \nu_{\text{изл}}$ такую, что $h\Delta\nu = 2W_\gamma$.

Энергию W_γ отдачи ядра можно подсчитать, воспользовавшись законом сохранения импульса, согласно которому в процессах излучения и поглощения γ -фотона импульс его p_ϕ должен быть равен импульсу ядра p_γ : $p_\phi = p_\gamma$. Тогда

$$W_\gamma = \frac{p_\gamma^2}{2M_\gamma} = \frac{p_\phi^2}{2M_\gamma} = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 \frac{1}{2M_\gamma}.$$

Для ядра $^{191}_{77}\text{Ir}$ с энергией возбужденного состояния $W = 129$ кэВ вычисления дают результат $W_\gamma \approx 0,05$ эВ. Таким образом, максимумы линий излучения и поглощения сдвинуты на величину $\Delta\nu = 2W_\gamma/h$. Легко видеть, что $h\Delta\nu = 0,1$ эВ значительно превышает естественную ширину уровня Γ . На рис. 17.11 изображено относительное расположение и форма линий излучения и поглощения γ -лучей с энергией W перехода 129 кэВ ядром иридия при $T = 300$ К. Из рисунка видно, что резонансное поглощение и испускание γ -лучей может происходить лишь для небольшого числа γ -фотонов в области перекрытия линий испускания и поглощения¹. Для увеличения этой области и тем самым улучшения условий наблюдения резонансного поглощения применяются доплеровское смещение частоты линий испускания в

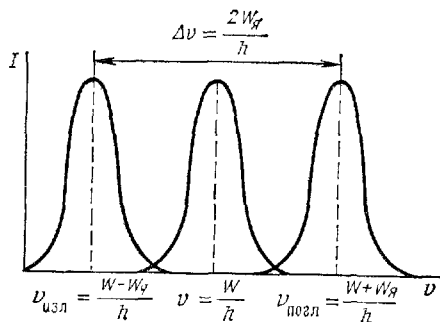


Рис. 17.11

изображено относительное расположение и форма линий излучения и поглощения γ -лучей с энергией W перехода 129 кэВ ядром иридия при $T = 300$ К. Из рисунка видно, что резонансное поглощение и испускание γ -лучей может происходить лишь для небольшого числа γ -фотонов в области перекрытия линий испускания и поглощения¹. Для увеличения этой области и тем самым улучшения условий наблюдения резонансного поглощения применяются доплеровское смещение частоты линий испускания в

¹ Аналогичный расчет энергии отдачи в случае излучения и поглощения видимого света с длиной волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ при массовом числе $A = 200$ показывает, что $W_\gamma = 1,36 \cdot 10^{-11}$ эВ, т. е. является весьма малой величиной. Это означает, что линии испускания и поглощения полностью перекрываются и поэтому в видимой области могут осуществляться процессы резонансного поглощения и излучения.

результате быстрого движения излучающего источника. Однако такие опыты не могли быть использованы для измерения малых изменений энергии, так как результаты опытов зависели от точности измерений скорости движения источника.

3. Р. Мёссбауэр разработал метод (1958), позволивший резко уменьшить энергию отдачи W_{γ} ядер в процессах испускания и поглощения γ -лучей и тем самым создать условия, при которых эти процессы происходят практически без потерь энергии на отдачу ядер. Речь идет о явлении, получившем название **эффекта Мёссбауэра**. Метод основан на том, чтобы наблюдать излучение и поглощение γ -лучей ядрами, находящимися в кристаллической решетке, т. е. в связанном состоянии. В этих условиях импульс и энергия отдачи передаются не одному ядру, излучающему γ -фотон (или поглощающему его), а всей кристаллической решетке в целом. Ввиду того что масса кристалла значительно больше массы ядра, потери энергии W_{γ} при излучении и поглощении γ -лучей становятся весьма малыми, т. е. эти процессы происходят практически без потерь энергии, идеально упруго. Из предыдущего ясно, что в этом случае будет наблюдаться резонансное поглощение и испускание строго определенной частоты, а линии поглощения и испускания будут весьма узкими, имеющими только естественную ширину.

4. Методом резонансного поглощения γ -излучения без отдачи измеряются весьма малые изменения энергии. Так, например, измерения эффекта Мёссбауэра для γ -перехода в ядрах ^{57}Fe с энергией перехода $W=14,4$ кэВ позволили определить изменение энергии с точностью до величины Γ/W , равной $3 \cdot 10^{-13}$, а для γ -перехода в ^{67}Zn с энергией перехода $W=93$ кэВ величина Γ/W оказалась равной $5 \cdot 10^{-16}$. Возможность измерять очень малые изменения энергии и высокая точность этих измерений позволили с успехом применять эффект Мёссбауэра для наблюдения очень тонких и важных эффектов в современной физике. Так, в 1960 г. этим методом в лабораторных условиях было измерено смещение частоты спектральных линий в гравитационном поле (так называемое «красное смещение»).

При движении фотона в гравитационном поле между точками с гравитационными потенциалами φ_1 и φ_2 (см. т. I, § 6.2) его энергия изменяется на величину $\Delta W = -m_{\phi}(\varphi_2 - \varphi_1) = -m_{\phi} \Delta\varphi$. Знак минус указывает на то, что увеличение энергии фотона в гравитационном поле происходит за счет уменьшения его «собственной» энергии $W = h\nu$, т. е. $h\Delta\nu = -m_{\phi} \Delta\varphi$. Подставив массу фотона $m_{\phi} = h\nu/c^2$, получим относительное изменение частоты при прохождении фотоном гравитационной разности потенциалов $\Delta\varphi$:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\varphi}{c^2}.$$

Потенциал поля тяготения Солнца увеличивается по мере удаления от него. Это значит, что на поверхности Земли он больше, чем на поверхности Солнца, т. е. $\Delta\varphi > 0$. Следовательно, $\Delta\nu/\nu$ отрицательно и все спектральные линии Солнца и звезд, регистрируемые на Земле, будут иметь меньшие частоты, сдвинутые к красному участку спектра. Этот

эффект поэтому и получил название **гравитационного красного смещения**.

Идея использования эффекта Мёссбауэра для измерения красного смещения состояла в том, чтобы сравнить частоты γ -фотона на полу и потолке лаборатории и определить сдвиг частоты. При подъеме по вертикали в поле тяготения Земли на высоту 10 м гравитационное красное смещение равно $\left| \frac{\Delta\nu}{\nu} \right| = \frac{\Delta\varphi}{c^2} = \frac{g\Delta h}{c^2} \approx 10^{-15}$. Для того чтобы зарегистрировать такой сдвиг частоты, нужно было осуществить резонансное поглощение γ -фотонов так, чтобы источники и приемники γ -излучения имели относительную ширину линий, меньшую или равную 10^{-15} . При этих условиях поглощение надежно отсутствовало, если частота γ -фотона, падающего на ядро, отличалась от частоты фотона, который ядро может поглотить, на величину $\Delta\nu = 10^{-15} \nu$.

В опыте, о котором идет речь, два одинаковых кристаллических источника γ -излучения располагались на 20 м один выше другого. Когда приемник γ -излучения находился на одной высоте с источником γ -фотонов, происходило резонансное поглощение. При подъеме приемника на 20 м поглощение прекращалось вследствие гравитационного смещения частоты. Для восстановления поглощения использовался эффект Доплера (см. § 9.5). При определенной скорости сближения приемника с источником излучения доплеровское увеличение частоты компенсировало ее гравитационное уменьшение и резонансное поглощение γ -лучей восстанавливалось. Описанный опыт подтвердил в земных условиях один из результатов общей теории относительности.

Эффект Мёссбауэра с успехом применен для наблюдения доплер-эффекта второго порядка (см. § 9.5). В так называемой ядерной спектроскопии эффект Мёссбауэра используется для точных измерений энергетических уровней атомных ядер. В физике твердого тела эффект Мёссбауэра открывает такие возможности для исследования, которые по своей значимости можно сравнить с методом Лауэ наблюдения дифракции рентгеновских лучей. Как известно, этот метод в свое время открыл целую эпоху в исследовании строения и свойств твердых тел. Мы не имеем, к сожалению, возможности войти в более подробное обсуждение уже имеющихся применений эффекта Мёссбауэра и перспектив его дальнейшего использования.

§ 17.3. Закономерности β -радиоактивности

1. Явление естественной β_- -радиоактивности¹, как это следует из правил смещения (17.5), не связано с изменением числа нуклонов в ядре, ибо массовое число A не изменяется при вылете электрона. Протонно-нейтронное строение ядра исключает возможность вылета из ядра стабильно существующих электронов — их в ядре нет. Поэтому теоретическое столкновение β_- -радиоактивных превращений ядер явилось весьма важной задачей ядерной физики.

¹ Обозначение β_- для процесса естественной β -радиоактивности связано с тем, что, как выяснится в § 18 2, возможен еще процесс β_+ искусственной β -радиоактивности.