

Moment hybnosti

16

16.1 ELEKTRICKÉ DIPÓLOVÉ ZÁŘENÍ

16.2 ROZPTYL SVĚTLA

16.3 ANIHILACE POZITRONIA

16.4 ROTAČNÍ MATICE PRO LIBOVOLNÝ SPIN

16.5 MĚŘENÍ SPINU JÁDRA

16.6 SKLÁDÁNÍ MOMENTŮ HYBNOSTI

Dodatek č. 1: Odvození rotační matice

Dodatek č. 2: Zachování parity při emisi fotonu

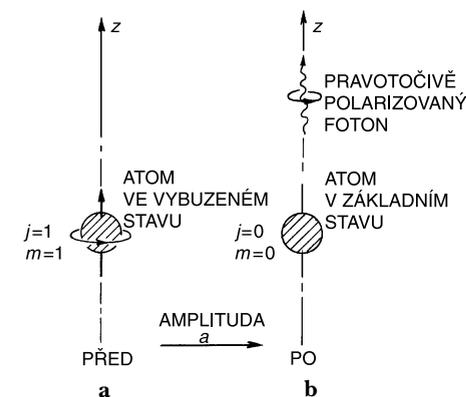
16.1 ELEKTRICKÉ DIPÓLOVÉ ZÁŘENÍ

V předcházející kapitole jsme rozvedli představy o zachování momentu hybnosti v kvantové mechanice a ukázali jsme, jak je lze využít pro předpověď úhlového rozdělení protonů pocházejících z rozpadu částice Λ^0 . Nyní uvedeme několik dalších podobných ukázek toho, jaké důsledky přináší zachování momentu hybnosti v atomových soustavách. Prvním příkladem bude vyzářování světla atomem. Zachování momentu hybnosti bude určovat mezi jiným i polarizaci a úhlové rozdělení emitovaných fotonů.

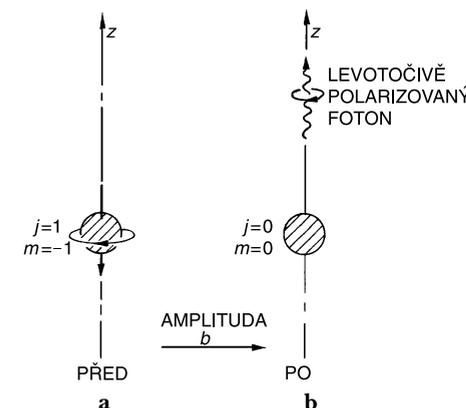
Předpokládáme, že atom nacházející se v excitovaném stavu s přesně určenou hodnotou momentu hybnosti (řekněme se spinem 1) přejde emisí fotonu do nižšího energetického stavu, který má spin 0. Úkolem je vypočítat úhlové rozdělení a polarizaci fotonů. (Problém je velmi podobný rozpadu Λ^0 až na to, že částice nemají spin 1/2, ale 1.) Protože spin vyššího energetického stavu atomu je roven 1, existují tři možnosti pro jeho z-ovou složku; její hodnota by mohla být +1, 0, nebo -1. V našem příkladu vybereme $m = +1$. Když už se jednou naučíte jak na to, ostatní příklady si vypočítáte i sami. Uvažujme, že atom má spin orientován ve směru +z (*obr. 16.1a*). Nyní se ptáme, s jakou pravděpodobností bude emitovat pravotočivě kruhově polarizované světlo v tomto směru, a přejde do stavu s nulovým momentem hybnosti (*obr. 16.1b*). Na tuto otázku zatím odpovědět neumíme. Víme však, že pravotočivě kruhově polarizované světlo nese jednotkový moment hybnosti ve směru svého pohybu. Takže po emisi fotonu musí situace vypadat tak, jak je znázorněno na *obr. 16.1b* – atom zůstane ve stavu, v němž je z-ová složka momentu hybnosti rovna nule,

ELEKTRICKÉ DIPÓLOVÉ ZÁŘENÍ

jelikož jsme předpokládali, že nižší energetický stav atomu má nulový spin. Amplitudu takové události označme jako a . Přesněji řečeno, pod a budeme chápat amplitudu emise fotonu do určitého malého prostorového úhlu $\Delta\Omega$ se středem na ose +z za čas dt . Všimněme si, že amplituda vyzářování levotočivě polarizovaného fotonu do téhož směru je rovna nule. Výsledný moment hybnosti vzhledem k ose z by byl -1 (-1 pro takovýto foton a 0 pro atom), čímž by se narušil zákon zachování.



Obr. 16.1 Atom s $m = +1$ emituje pravotočivě polarizovaný foton ve směru osy +z.



Obr. 16.2 Atom s $m = -1$ emituje levotočivě polarizovaný foton ve směru osy +z.

Podobně, míří-li spin atomu na počátku dolů (jeho hodnota je -1 vzhledem k ose z), ve směru +z může být emitován jedině levotočivě polarizovaný foton, jak ukazuje *obr. 16.2*. Amplitudu této události označíme jako b – opět máme na mysli amplitudu toho, že foton vyletí do téhož malého prostorového úhlu $\Delta\Omega$. Na druhé straně, je-li atom ve stavu $s = m = 0$, k vyzářování fotonu ve směru +z nemůže dojít vůbec, protože složka momentu hybnosti fotonu podél jeho pohybu může nabývat pouze hodnot +1, nebo -1.

V dalším kroku ukážeme, že b souvisí s a . Předpokládáme, že se soustavou na *obr. 16.1* provedeme prostorovou inverzi, čímž rozumíme to, že si představíme, jak by vypadala, kdybychom každou její část umístili do opačného bodu vzhledem k počátku souřadnic. To však *neznamená*, že bychom měli vzít zrcadlový obraz vektorů momentu hybnosti, protože ty jsou vytvořeny uměle.