

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ
В ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Н. А. Чигирь

Исследована динамика неадиабатического перехода в случае линейных термов и постоянного потенциала взаимодействия. Результаты эксперимента сопоставлены с теоретическими расчетами. Установлено, что предложенная ранее аппроксимация хорошо описывает экспериментальную ситуацию в рамках модели Зинера как на асимптотически больших временах, так и вблизи точки пересечения термов.

Неадиабатические переходы в атомных и молекулярных системах встречаются во многих физических задачах. Наиболее часто эти вопросы рассматриваются в теории неупругих атомных столкновений [1] при изучении процессов передачи энергии в столкновительном акте. В технике ЭПР и ЯМР адиабатическое быстрое прохождение¹ широко применяется для исследования параметров физических объектов и создания инверсии заселенностей. Кроме того, неадиабатические переходы реализуются при штарковском сканировании атомных уровней в окрестности частоты возбуждения в оптических экспериментах по наблюдению фотонного эха, нутаций и т. д. [3, 4]. Другая более универсальная разновидность этих экспериментов состоит в сканировании частоты лазера вблизи частоты перехода [5]. В последнее время ряд оптических явлений, возникающих при возбуждении в далекое крыло атомной линии, интерпретируется в рамках теории, идентичной во многих аспектах теории неупругих атомных столкновений [6, 7].

Для большинства упомянутых задач наиболее важной характеристикой является вероятность перехода при асимптотически больших временах. При этом временную динамику атомного перехода чаще всего игнорируют. Однако для когерентных оптических явлений (фотонное эхо, нутации и свободная индукция) временная зависимость вероятности перехода может представлять интерес.

Задачи адиабатического перехода, как правило, не имеют замкнутых форм решения. Имеется всего несколько модельных систем, для которых такие замкнутые формы решений были получены. К их числу относится хорошо известная модель Зинера для линейно пересекающихся атомных термов и постоянного потенциала взаимодействия [8]. Но даже в этой простейшей задаче аналитическое представление динамики вероятности перехода выражается через нетабулированные функции параболического цилиндра с мнимым индексом.

В связи с этим обстоятельством появилось большое количество работ [9-13], в которых сделаны попытки получить простое выражение, аппроксимирующее динамику перехода для различных столкновительных ситуаций.

Недавно в работе [14] получено простое выражение, описывающее динамику перехода, привлекательность которого состоит в представле-

¹ В технике ЭПР и ЯМР для неадиабатических переходов чаще употребляется термин «адиабатическое быстрое прохождение» [2].

нии решения через хорошо известные в оптике функции Френеля. Несмотря на то что в этой работе на вид потенциала взаимодействия и временную зависимость термов не налагались ограничения, оценка точности полученного решения — вне возможности метода.

В настоящей работе выполнена экспериментальная проверка полученной в [14] формулы с целью ответить на вопрос о применимости теории в случае линейных термов и постоянного потенциала взаимодействия (модель Зинера).

Эксперимент

В качестве объекта исследования были выбраны пары атомов Cd^{113} , имеющих в основном состоянии ядерный момент $I=1/2$. В постоянном магнитном поле это состояние расщепляется на два уровня, соответствующие ориентации момента ядра по и против магнитного поля. Частота перехода

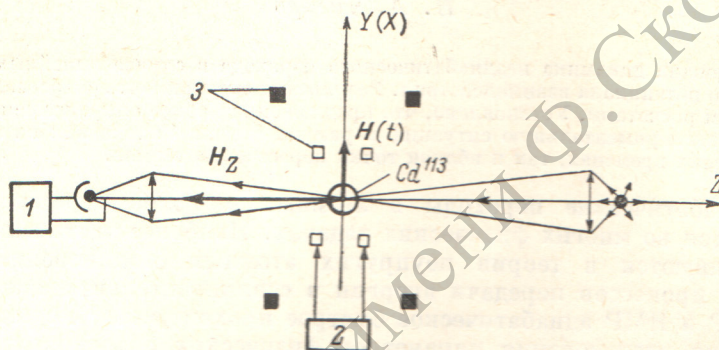


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — осциллограф, 2 — свч-генератор, 3 — катушка Гельмгольца.

составляла $\omega_{21}/2\pi=5$ кГц в поле напряженностью 5 Гс. Для надежной регистрации сигнала необходимая разность заселенностей магнитных подуровней ($\Delta N/N \sim 10^{-2}$) была получена хорошо известным методом оптической ориентации атомарных паров циркулярно поляризованным излучением. Наличие двойного радиооптического резонанса позволяет регистрировать не только факт создания разности населенности, но и наблюдать косвенным образом поглощение квантов радиочастотного (РЧ) поля.

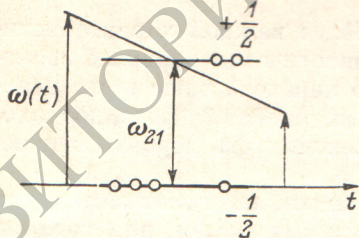


Рис. 2. Схема взаимного расположения энергетических уровней и сканируемого возбуждающего поля.

В настоящей работе применена схема оптической ориентации атомов кадмия в присутствии буферного газа, рассмотренная ранее в [15]. Преимущественное заселение одного из зеемановских уровней создавалось освещением паров Cd^{113} циркулярно поляризованной резонансной линией 3261 \AA . Кювета с парами кадмия помещалась в центр системы из

двух пар колец Гельмгольца, создававших взаимно перпендикулярные поля: постоянное поле $H_z=5$ Гс и РЧ поле $\mathbf{H}(t)=H_0 \left(\mathbf{i} \cos \int \omega_c d\tau + \mathbf{j} \sin \int \omega_c d\tau \right)$, сканируемое по частоте вблизи частоты перехода ω_{21} . Ориентирующий луч направлялся вдоль оси OZ и являлся одновременно регистрирующим. Скорость сканирования и область перестройки частоты

составляли соответственно $\dot{\epsilon}/2\pi=10^5$ Гц/с и $\Delta\omega/2\pi=10$ кГц, что позволило достигнуть инверсии населенности при выполнении условия $(V_0/\Delta\omega)^2 \ll 1$, где $V_0 = -\pi\gamma H_0$.

Регистрируемый фотоэлементом оптический сигнал, пропорциональный отклонению разности населенности $n(t) = n_{+1/2} - n_{-1/2}$ от исходной $n(-\infty) = -1$, т. е. $n(t) - n(-\infty)$, поступал на вход осциллографа. Схема эксперимента представлена на рис. 1 и 2. На экране осциллографа, таким образом, наблюдалась зависимость от времени населенности $n_{+1/2}(t)$ в процессе неадиабатического перехода (рис. 3).² Максимальное отношение сигнал/шум составляло ~ 50 .

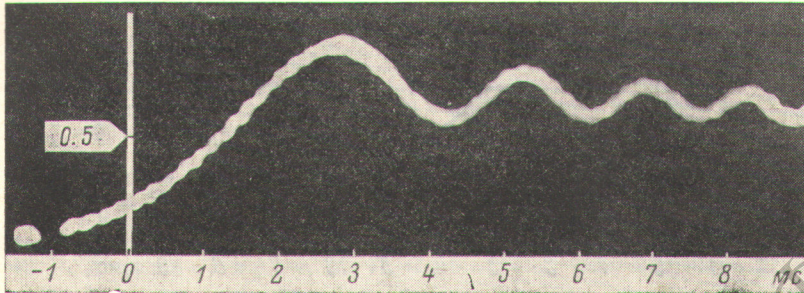


Рис. 3. Осциллограмма динамики $n_{+1/2}(t)$ при $y=0.6302$.

Обсуждение результатов

Прежде чем перейти к обсуждению результатов эксперимента, заметим, что система уравнений, описывающая динамику двухуровневой системы в поле $\mathbf{H}(t) = H_0 \left(\mathbf{i} \cos \int_{-\infty}^t \omega_\tau d\tau + \mathbf{j} \sin \int_{-\infty}^t \omega_\tau d\tau \right)$ в работе [14], не учитывает процессы релаксации в реальной атомной системе. В условиях данного эксперимента влияние релаксации было незначительно и его можно легко оценить, исходя из того экспериментального факта, что время релаксации разности населенностей к исходному значению ($T_1=0.09$ с) значительно превышало как время прохождения области неадиабатичности ($\tau = V_0/\dot{\epsilon} = 10^{-3}$ с), так и общее время наблюдения (~ 0.01 с). Поскольку, с другой стороны, затухание становится существенным только при заметном отклонении разности населенности от исходной, а это происходит вблизи $t=0$ (области неадиабатического перехода), учитывать его можно только начиная с $t=0$. При учете этих замечаний решение амплитудных уравнений для динамики населенности имеет вид

$$n_{+1/2}(t) = \begin{cases} 1, & t \leq 0, \\ \exp(-t/T_1), & t \geq 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $y = \pi V_0^2/\dot{\epsilon}$, $V_0 = -\pi\gamma H_0$, $\gamma = 942$ Гц/Гс, $\dot{\epsilon} = 2\pi \cdot 10^5$ Гц/с, $T_1 = 0.09$ с, $C(x)$ и $S(x)$ — интегралы Френеля, $x = (\dot{\epsilon}/2)^{1/2} t$. Формула (1) отличается от соответствующей формулы в работе [14] введением множителя $\exp(-t/T_1)$ при $t \geq 0$.

Непосредственные результаты эксперимента представлены на рис. 4, а и б для следующих параметров: а — $y=0.6302$, б — $y=0.1667$, что соответствует относительной заселенности верхнего уровня при $t \rightarrow \infty$

² На осциллограмме рис. 3 видна высокочастотная модуляция с частотой сканируемого поля. Эта паразитная модуляция связана с прохождением в канал наблюдения сигнала, пропорционального восприимчивости атомной системы. Полностью устранить этот сигнал не удается вследствие пространственной неоднородности постоянного и переменного магнитных полей и геометрии распространения светового луча.

$a - n_{+1/2} = 0.72$, $b - n_{+1/2} = 0.28$. Дальнейшее увеличение интенсивности поля излучения приводит к расширению области неадиабатического перехода и возрастанию времени ее прохождения. В таком случае существенное заселение верхнего уровня происходит значительно раньше момента $t=0$ и релаксационные процессы следует учитывать более сложным образом, что выходит за рамки данной работы. Поэтому экспериментальные результаты по адиабатическому быстрому прохождению при очень большой интенсивности поля излучения не включены в рассмотрение.

Основные результаты эксперимента сводятся к следующему:

1. Общий ход динамики населенности верхнего уровня $n_{+1/2}(t)$ хорошо аппроксимируется теоретической зависимостью (1). Расхождение теоре-

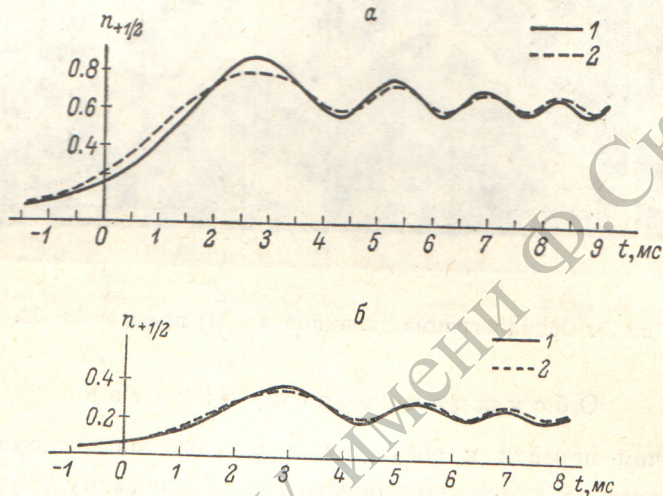


Рис. 4. Динамика $n_{+1/2}(t)$ при $y = 0.6302$ (а) и $y = 0.1667$ (б).

1 — эксперимент, 2 — теория.

тической кривой и экспериментальной осциллограммы максимально вблизи точки «пересечения» термов ($t=0$), где относительная ошибка теории достигает 25% для $y=0.6302$ и 10% для $y=0.1667$. Вне окрестности $t=0$ ошибка быстро исчезает.

2. Экспериментально установлено, что частота осцилляций $n_{+1/2}(t)$ не зависит от мощности сканируемого поля (рис. 4), а определяется только скоростью прохождения $\dot{\epsilon}$. Это обстоятельство отражено в формуле (1), где аргумент интегралов Френеля не содержит интенсивности поля излучения.

Следует отметить, что наблюдаемое в эксперименте (рис. 3 и 4) уменьшение амплитуды осцилляций населенности во времени не связано с релаксационными процессами в атомной системе, а обусловлено выходом атомной системы из резонанса при сканировании частоты поля излучения. Наличие затухания приводит лишь к плавному снижению всей осциллограммы при $t \rightarrow \infty$, которое составляет при максимальных временах наблюдения $\sim 10\%$.

По совокупности полученных результатов можно сделать вывод, что предложенная в работе [14] аппроксимация хорошо описывает экспериментальную ситуацию как на асимптотически больших временах, так и вблизи точки «пересечения» термов ($t=0$). Подчеркнем, однако, что проведенное сопоставление не выходит за рамки модели Зинера, т. е. линейно пересекающихся термов и постоянном потенциале взаимодействия. Чтобы выяснить, насколько указанный в работе [14] метод, который автор считает аналогичным методу приближения случайных фаз, обладает достаточной общностью и может быть перенесен на более широкий класс задач, необходимы дополнительные эксперименты, в которых кон-

тролируемым образом варьировались бы зависимости от времени $\epsilon(t)$ и $V_0(t)$.

Автор благодарен С. Г. Пржибельскому за ценные советы и обсуждение результатов работы и Г. М. Рубановой за составление программы расчетов на ЭВМ.

Литература

- [1] Н. Мотт, Г. Месспи. Теория атомных столкновений. «Мир», М., 1969.
- [2] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, М., 1963.
- [3] R. G. Brewer. Phys. Today, May, 50, 1977.
- [4] R. G. Brewer, R. L. Shoemaker. Phys. Rev. Lett., 27, 634, 1971.
- [5] R. G. Brewer, A. Z. Genack. Phys. Rev. Lett., 36, 959, 1976.
- [6] В. С. Лисица, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, 68, 479, 1975.
- [7] А. М. Бонч-Бруевич, С. Г. Пржибельский, А. А. Федоров, В. В. Хромов. ЖЭТФ, 71, 1733, 1976.
- [8] C. Zener. Proc. Roy. Soc., A137, 696, 1932.
- [9] Л. Вайнштейн, Л. Пресняков, И. Собельман. ЖЭТФ, 43, 518, 1962.
- [10] N. Rosen, C. Zener. Phys. Rev., 40, 502, 1932.
- [11] E. F. Gurnee, J. L. Magee. J. Chem. Phys., 26, 1237, 1957.
- [12] D. Rapp, W. E. Francis. J. Chem. Phys., 37, 2631, 1962.
- [13] G. Mori. Bull. Chem. Soc. Japan, 35, 1584, 1962.
- [14] H. Jagisawa. J. Phys., B9, 2757, 1976.
- [15] Е. Б. Александров, А. П. Соколов. Опт. и спектр., 27, 896, 1969.

Поступило в Редакцию 3 мая 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ