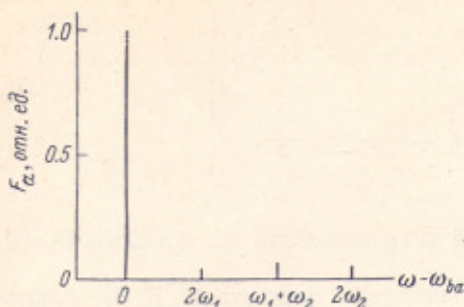


чений параметров показан на рисунке. Как следует из (14), проявление эффекта Душинского в спектре качественно отлично от случая диагонального квадратичного эффекта наличием интенсивности на частоте



$\omega = \omega_{\beta\alpha} + \omega_1 + \omega_2$.

В заключение отметим, что результаты настоящей работы могут иметь особое значение в связи с развитием в настоящее время предсказательных расчетов электронно-колебательных спектров [12]. Кроме того, найденное выражение для характеристической функции (формула (10)) может быть использовано также для расчета вероятностей других многофононных процессов (безызлучательных переходов в молекулах и твердых телах, переноса энергии электронного возбуждения и т. п.).

Благодарю Б. С. Непорента за полезное обсуждение.

Литература

- [1] F. Dushinsky. Acta Physicochim. URSS, 7, 551, 1937.
- [2] И. С. Осадько. ЖЭТФ, 72, 1575, 1977.
- [3] О. Н. Коротаев, М. Ю. Калитеевский. ЖЭТФ, 79, 439, 1980.
- [4] R. Kubo, I. Toyozawa. Progr. Theor. Phys., 13, 160, 1955; Проблемы физики полупроводников, 442. ИЛ, М., 1957.
- [5] Ю. Е. Перлин. Усп. физ. наук, 80, 553, 1963.
- [6] А. В. Лукашин. Опт. и спектр., 32, 661, 1972.
- [7] Е. В. Докторов, И. А. Малкин, В. И. Манько. Препринт ИФ АН БССР, № 143, Минск, 1978.
- [8] А. М. Ратнер, Г. Е. Зильберман. ФТТ, 1, 1697, 1959.
- [9] Э. С. Медведев. ФТТ, 12, 2706, 1970.
- [10] В. Д. Файнберг, Б. С. Непорент. Опт. и спектр., 48, 712, 1980.
- [11] Р. Фейнман, А. Хиббс. Квантовая механика и интегралы по траекториям. «Мир», М., 1968.
- [12] В. И. Баранов, Л. А. Грибов. Опт. и спектр., 45, 463, 1978.

Поступило в Редакцию 8 декабря 1980 г.

УДК 539.184

СТОХАСТИЗАЦИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Д. Л. Шепелянский

В последнее время значительное внимание уделяется экспериментальному [1, 2] и теоретическому [3-6] исследованию высоковозбужденных (ридберговских) атомов под действием линейно поляризованного монохроматического излучения. В виду больших значений квантовых чисел (в экспериментах с водородом [1, 2] главное квантовое число достигало значений $n \approx 50 \div 70$) можно рассматривать классическую постановку задачи [4, 5]. В рамках такого подхода в [5] был обнаружен эффект стохастической ионизации атома при условии наличия резонанса частоты кеплерова движения электрона $\Omega = n^{-3}$ с частотой внешнего поля ω , объясняющий основные результаты экспериментов [1, 2] для $\omega \approx 10^{10}$ Гц.¹

¹ Здесь и далее используются атомные единицы.

Вместе с тем интересен также случай значительно более низкочастотного поля с $\omega \ll \Omega$, исследовавшийся в экспериментах [1]. В данной заметке показано, что из-за наличия кеплеровского вырождения при достаточно низких частотах ω движение электрона стохастизируется (этот эффект был пропущен в [6], где исследовалась та же задача), что в классическом пределе приводит к непрерывному спектру мощности излучения, существенно отличающемуся от дискретного спектра, полученного в [6]. Рассмотрение проводится для полей в интервале $n^{-5} \ll \mathcal{E} \ll n^{-4}$. Квантовомеханическая теория возмущений в этом случае оказывается неприменимой [7, 6].

При $n \gg 1$ в первом приближении можно ограничиться решением классических уравнений. Ввиду медленности изменения электрического поля $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E} \cos \omega t$ удобно записать классический гамильтониан в переменных действие—фаза, определяемых по движению частицы в параболических координатах ξ, η, φ (действие—фаза для мгновенного значения поля). Производящей функцией при этом является действие $S_0(\xi, \eta, \varphi, n_1, n_2, m, \mathcal{E}(t))$ [8], зависящее от поля как от параметра. Здесь n_1, n_2, m — переменные действия, соответствующие квантовым числам атома водорода во внешнем поле [9], $n = n_1 + n_2 + |m|$. В этих переменных гамильтониан системы имеет вид

$$H \approx -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2} \mathcal{E} \cos \omega t n (n_1 - n_2) - \frac{1}{16} \mathcal{E}^2 \cos^2 \omega t n^4 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2] + \omega n^5 \mathcal{E} \sin \omega t \mu_1 \mu_2 \sin(\lambda_1 - \lambda_2), \quad (1)$$

где λ_1, λ_2 — фазы сопряженные n_1, n_2 ; $\mu_1, \mu_2 = (n_1, n_2 (n - n_2, n_1) / n^2)^{1/2}$.

Второй и третий члены в (1) соответствуют линейному и квадратичному штарковскому расщеплению [9], а четвертый учитывает нестационарность поля и появляется из-за явной зависимости действия S_0 от времени ($\partial S_0 / \partial t \sim \omega \mathcal{E} \sin \omega t$). В (1) отброшены члены $\sim \omega n^3 \mathcal{E}^2 n^8$ в $\partial S_0 / \partial t$, кубическое штарковское расщепление, а также быстро осциллирующие члены с частотами $\geq \Omega$.

Из (1) следует, что наряду с точным интегралом m в используемом приближении сохраняется также значение главного квантового числа n . При этом движение удобно описывать в сопряженных переменных: $I = (n_1 - n_2) / 2$, $\psi = \lambda_1 - \lambda_2 - 3\mathcal{E} n \sin \omega t / \omega$. Из-за переменного линейного эффекта Штарка сетка резонансов с уменьшением ω становится все гуще (расстояние между резонансами равно ω), и поэтому даже при малых амплитудах поля \mathcal{E} для достаточно низких частот ω происходит перекрытие нелинейных резонансов, приводящее к стохастизации движения [10]. Критерий перекрытия резонансов [10] выполнен для

$$\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{cr} \approx \frac{\omega^{3/2}}{n^3} \left[30 \mu_1 \mu_2 J_1 \left(\frac{3\mathcal{E} n}{\omega} \right) \right]^{-1/3} \approx \frac{\omega^{3/2}}{n^3}, \quad (2)$$

где J_1 — функция Бесселя (в широкой области параметров множитель $[\dots]^{-1/3}$ в (2) можно считать равным единице). При $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{cr}$ движение электрона становится стохастическим. Так, например, проекция A_x вектора Рунге—Ленца на направление поля меняется случайным образом в интервале $-[1 - (m/n)] \leq A_x \leq 1 - (m/n)$, а плоскость орбиты случайным образом прецессирует вокруг направления поля. Из (1) и выражения для μ_1, μ_2 следует, что $|I| \leq (n/2)$, $|\psi| \leq \Delta \omega \approx 3\mathcal{E}^2 n^5 / 8$, где $\Delta \omega$ имеет смысл полуширины образовавшегося стохастического слоя по частоте.

При $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{cr}$ стохастический слой по I содержит много перекрывающихся ($\Delta \omega \gg \omega$) нелинейных резонансов. Из-за этого в спектре излучения ширина $\Delta \omega$ адиабатических сателлитов [7, 6] становится значительно больше расстояния между ними (ω), и спектр мощности излучения имеет вид

$$P_{nm'}(\nu) \sim \frac{4\nu^4}{3c^3} \sum_{n_1, n_2} \langle |D_{\alpha'}|^2 K(\nu, \Delta \nu_{\alpha'}) \rangle, \quad (3)$$

где суммирование проводится по всем возможным значениям n'_1, n'_2 при фиксированном n' ; скобки $\langle \rangle$ означают усреднения по n_1, n_2 при фиксированном $n, \alpha = (n_1, n_2, m)$, $D_{\alpha}^{\alpha'}$ — известные невозмущенные матричные элементы атома водорода [11], $K(\nu, \Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}) = 1/\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}$, для $|\nu - |n - n'| \Omega| \ll \Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}$, где ширина $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}$ определяется линейным эффектом Штарка: $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'} = 3/2\mathcal{E} |n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2)|$ (в случае: $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'} < \Delta\omega$ надо положить $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'} \approx \Delta\omega$). Вне полосы: $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}$ свойства $K(\nu, \Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'})$ определяются спектром мощности стохастической фазы ψ , который, как было показано в [12], при отстройке $|\nu - |n - n'| \Omega| > \Delta\nu$ убывает экспоненциально быстро. Ввиду этого спектр мощности $K(\nu, \Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'})$ внутри полосы $\Delta\nu_{\alpha}^{\alpha'}$ получается из условия нормировки для Фурье-преобразования (равенство Парсевала).

Интересно отметить, что учет высокочастотных членов, отброшенных в (1), приводит к диффузионной ионизации атома, но так как коэффициент диффузии оказывается экспоненциально малым $D \sim e^{-\Omega/\Delta\omega}$, то этим эффектом можно пренебречь. Отсюда можно заключить что ионизация, наблюдавшаяся в [1] для $\omega = 30$ МГц, 1.5 ГГц, связана с чисто квантовыми эффектами. Заметим также, что в классической задаче при фиксированной величине поля \mathcal{E} стохастичность возникает при сколь угодно малой частоте ω (см. (2)), и поэтому приближение статического эффекта Штарка оказывается справедливым только на конечных временах $T \sim 1/\omega$. В пределе $\omega \rightarrow 0$ время $T \rightarrow \infty$.

На основе полученных результатов в отличие от [6] можно сделать вывод, что в классическом пределе для полей $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{cr}$ (2) спектр излучения атома водорода существенно меняется: адиабатические сателлиты [7, 6] размываются и спектр мощности излучения становится непрерывным (3). Однако в квантовом случае, так как n, m остаются фиксированными, спектр квазиэнергий (КЭ) [3] содержит $\sim n$ неприводимых дискретных значений ($\Delta\varepsilon_n \neq \omega$). Поэтому спектральная мощность излучения будет состоять из qn^2 дискретных линий ($q \sim \Delta\nu/\omega \sim \mathcal{E}n^2/\omega$), соответствующих переходам между различными уровнями КЭ ε_n и $\varepsilon_{n'}$. При этом n^2 линий соответствуют переходам между неприводимыми значениями ε_n и $\varepsilon_{n'}$, а из каждой из них получается q линий, сдвинутых по частоте на $l\omega$ ($l \leq q, q$ — целое) и соответствующих переходам с $\varepsilon_n - \varepsilon_{n'} = l\omega$. Хотя формально l может быть любым, но фактически $l \leq q$, так как интенсивность линий с $l > q$ будет пренебрежимо малой. Таким образом, распределение линий в спектре мощности излучения определяется уровнями КЭ, случайно распределенными в интервале $[0, \omega]$ из-за стохастичности классической системы. Вместе с тем вопрос о статистике этого распределения связан с общей проблемой квантования систем, стохастических в классическом пределе [14], и требует дальнейшего исследования. Изучение спектра излучения может быть проведено в условиях экспериментов [1, 2] при $\omega \ll n^{-3}$.

В заключение отметим, что для применимости классического приближения требуется, чтобы $n \gg 1$, а также чтобы было велико число уровней, захваченных нелинейным резонансом в (1): $\Delta n \sim (\omega n^5 \mathcal{E} / \mathcal{E}^2 n^4)^{1/2}$. Последнее условие совместно с (2) приводит к ограничениям на амплитуду поля и частоту: $\omega n \gg \mathcal{E} > \omega^{1/2} / n^3, \omega > 1/n^6$.

Автор искренне благодарен Б. В. Чирикову за ценные замечания и Г. П. Берману, Г. М. Заславскому, Ф. М. Израйлеву за стимулирующее обсуждение.

Литература

- [1] J. E. Bayfield, P. M. Koch. Phys. Rev. Lett., 33, 258, 1974.
- [2] J. E. Bayfield, L. D. Gardner, P. M. Koch. Phys. Rev. Lett., 39, 76, 1977.
- [3] Н. Б. Делоне, Б. А. Зон, В. П. Крайнов. ЖЭТФ, 75, 445, 1978.
- [4] J. G. Leopold, I. C. Percival. Phys. Rev. Lett., 41, 944, 1978.
- [5] Б. И. Меерсон, Е. А. Окс, П. В. Сасоров. Письма ЖЭТФ, 29, 79, 1979.

- [6] Б. И. Меерсон, П. В. Сасоров. *Опт. и спектр.*, 48, 833, 1980.
 [7] Д. И. Блохинцев. *Phys. Z. Sowjetunion*, 4, 501, 1933.
 [8] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика*, 196. «Наука», М., 1973.
 [9] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, 335. «Наука», М., 1974.
 [10] В. V. Chirikov. *Phys. Reports*, 52, 265, 1979.
 [11] Г. Бете, Э. Солпитег. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, 433. Физматгиз, М., 1960.
 [12] Ф. М. Израйлев, Б. В. Чириков, Д. Л. Шепелянский. *Динамическая стохастичность в классической механике*, препринт ИЯФ СО АН СССР, 80, 1980.
 [13] Я. Б. Зельдович. *ЖЭТФ*, 51, 1492, 1966.
 [14] Г. М. Заславский. *Усп. физ. наук*, 129, 211, 1979.

Поступило в Редакцию 12 января 1981 г.

УДК 535.511

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ПОЛЯРИМЕТР НА БАЗЕ АРГОНОВОГО ЛАЗЕРА ІІА-120

В. С. Запасский

Достигнутый в последние годы прогресс в области поляриметрических измерений свидетельствует об отсутствии каких бы то ни было принципиальных или технических причин, препятствующих реализации предельной чувствительности измерений, определяемой дробовыми шумами фототока приемника. Пользуясь известным соотношением между величиной тока I и его дисперсией $\langle(\Delta I)^2\rangle$

$$\langle(\Delta I)^2\rangle = 2eI\Delta f \quad (1)$$

(e — заряд электрона, Δf — полоса частот регистрации) и учитывая, что минимальный регистрируемый угол поворота плоскости поляризации φ_{\min} в радианной мере равен относительной среднеквадратичной флуктуации фототока

$$\varphi_{\min} \equiv \sqrt{\langle(\Delta\varphi)^2\rangle} = \sqrt{\langle(\Delta I)^2\rangle}/I_0 \quad (2)$$

($\langle(\Delta\varphi)^2\rangle$ — дисперсия сигнала в угловой мере), легко оценить, что эта предельная чувствительность оказывается чрезвычайно высокой уже при не слишком мощных световых потоках. Действительно, подставляя (1) в (2) и выражая фототок I через мощность светового пучка P и квантовый выход фотоприемника η , приходим к формуле

$$\varphi_{\min} = \sqrt{2hc\Delta f/P\lambda\eta} = 6,3 \cdot 10^{-13} \sqrt{\Delta f/P\lambda\eta} \quad (3)$$

(Δf — в Гц, P — в Вт, λ — длина волны оптического излучения в м), которая при $P=10^{-2}$ Вт, $\lambda=0,6$ мкм, $\eta=0,1$ и $\Delta f=1$ Гц дает для φ_{\min} значение $2,5 \cdot 10^{-8}$ рад. $\approx 1,3 \cdot 10^{-6}$ град.

В работах [1, 2] были описаны поляриметры на базе маломощных He—Ne лазеров и продемонстрирована чувствительность к углу поворота плоскости поляризации на уровне 10^{-6} град. при времени измерения 1 с, что всего лишь приблизительно втрое превосходило расчетную предельно достижимую величину при данной мощности лазера и примененных фотоприемниках (кремниевые фотодиоды).

Предельная или почти предельная чувствительность поляриметрических измерений представляет чрезвычайный интерес для целого ряда фундаментальных и прикладных задач регистрации слабой оптической анизотропии среды. В работах [3-5] было, в частности, показано, что при-