$H|\Phi_N\rangle = E|\Phi_N\rangle$ и параметризуется набором параметров $\lambda_1, ..., \lambda_N$:

$$\chi_N = \sum_p (-1)^{[p]} \prod_{j>k}^{N} (\lambda_{p_j} - \lambda_{p_k} - i\varkappa \,\mathrm{Sign}(x_j - x_k)) \prod_{j=1}^{N} \exp(ix_j\lambda_{p_j}).$$

Здесь сумма берётся по перестановкам переменных $\lambda_1, ..., \lambda_N$, к-рые в свою очередь должны удовлетворять системе ур-ний

$$\exp(2iL\lambda_j) = \prod_{k \neq j}^{N} \frac{\lambda_j - \lambda_k + i\varkappa}{\lambda_j - \lambda_k - i\varkappa}.$$

Собственные значения гамильтониана

$$E = \sum_{j=1}^{N} \lambda_j^2.$$

В рамках квантового метода обратной задачи собственные ф-ции гамильтониана H строятся с помощью матричных элементов матрицы монодромии и выглядят особенно просто:

$$|\Phi_N\rangle = \prod_{j=1}^{N} T_{12}(\lambda_j)|0\rangle.$$

В случае притяжения ($\varkappa < 0$) в модели возможны связанные состояния, к-рые иногда называют квантовыми солитонами.

Корреляц. ф-ции квантового Ш. у. н. могут быть выражены в терминах детерминантов Фредгольма. В пределе $\varkappa \to +\infty$ (непроницаемый бозе-газ) корреляц. ф-ции операторов ψ и ψ^+ выражаются через решения классич. системы (2).

Лит.: Захаров В. Е., Шабат А. Б., Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, в. 1, с. 118; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д., Гамильтонов подход в теории солитонов, М., 1986; Ньюэлл А., Солитоны в математике и физике, пер. с англ., М., 1989; Korepin V. E., Bogoliubov N. M., Izergin A. G., Quantum inverse scattering method and correlation functions, Cambr., 1993.

Н. А. Славнов.

ШТА́РКА ЭФФЕ́КТ — расщепление спектральных линий атомов, молекул и др. квантовых систем в электрич. поле. Открыт в 1913 Й. Штарком (J. Stark) на линиях Бальмера серии водорода, является результатом сдвига и расщепления на подуровни уровней энергии системы под действием электрич. поля E (штарковское расщепление, штарковские подуровни; термин «Ш. э.» относят также к сдвигу и расщеплению уровней энергии).

Ш. э. получил объяснение на основе квантовой механики. Атом (или др. квантовая система), находясь в состоянии с определ. энергией $\mathscr{E}$, приобретает во внеш. поле E дополнит. энергию $\Delta\mathscr{E}$ вследствие его *поляризуемости* — приобретения в поле E *дипольного момента*. Уровень энергии, к-рому соответствует одно возможное состояние атома (невырожденный уровень), в поле E характеризуется энергией $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$, т. е. смещается. Разл. состояния, соответствующие вырожденному уровню энергии, могут приобретать разные дополнит. энергии $\Delta\mathscr{E}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, ..., g$, где g — степень вырождения уровня). В результате вырожденный уровень расщепляется на штарковские подуровни, число к-рых равно числу разл. значений $\Delta\mathscr{E}_\alpha$. Так, уровень энергии атома с заданным значением полного механич. момента $M = \hbar\sqrt{J(J+1)}$ (где $J = 0, 1, 2, ...$ — соответств. квантовое число) расщепляется на подуровни, характеризуемые разными значениями магн. квантового числа m_J, к-рое определяет величину проекции $\boldsymbol{M}$ на направление $\boldsymbol{E}$. В однородном электрич. поле, обладающем аксиальной симметрией, сохраняется квантование проекции $\boldsymbol{M}$. Однако, в отличие от расщепления в магн. поле при *Зеемана эффекте* на $2J+1$ невырожденных подуровня, значениям $-m$ и $+m$ соответствует одинаковая дополнит. энергия $\Delta\mathscr{E}$, поэтому штарковские подуровни (кроме подуровня с $J=0$) дважды вырождены и уровень с заданным J расщепляется при целом J на $J+1$ подуровень, а при полуцелом J на $J+1/2$ подуровней (при $J = 1/2$ вообще не расщепляется). Двукратное вырождение в случае атомов с нечётным числом электронов, для к-рых значения J полуцелые, сохраняется и в неоднородных электрич. полях (см. *Крамерса теорема*).

Различают линейный Ш. э. ($\Delta\mathscr{E} \backsim E$, рис. 1), к-рый наблюдается в важнейшем частном случае водорода (а также для водородоподобных атомов и для сильно возбуждённых уровней др. атомов), и квадратичный Ш. э. ($\Delta\mathscr{E} \backsim E^2$, рис. 2), типичный для общего случая уровней энергии многоэлектронных атомов. Расщепление при линейном Ш. э. для атомов Н составляет тысячные доли эВ при напряжённостях полей $E \sim 10^4$ В/см, при квадратичном Ш. э. оно значительно меньше, достигая $\sim 10^{-4}$ эВ при напряжённостях полей $E \sim 10^5$ В/см.

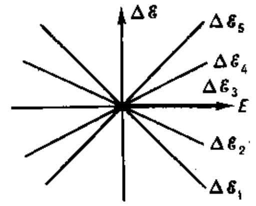

Рис. 1. Зависимость величины расщепления уровней энергии $\Delta\mathscr{E}$ от напряжённости электрического поля E при линейном эффекте Штарка (расщепление уровня энергии атома Н, определяемого главным квантовым числом $n=3$, на 5 подуровней).

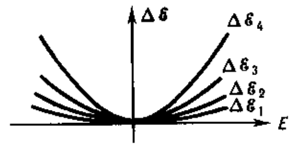

Рис. 2. Зависимость величины расщепления уровней энергии $\Delta\mathscr{E}$ от напряжённости электрического поля E при квадратичном эффекте Штарка (расщепление уровня энергии многоэлектронного атома при $J=3$ на 4 подуровня).

Причиной линейного Ш. э., наблюдаемого для Н, является, при заданном значении гл. квантового числа n (при $n \geqslant 2$), наличие вырождения по l (связанного с движением электрона в кулоновском поле ядра и отсутствующего в многоэлектронных атомах). Если пренебречь влиянием спина на орбит. движение (ввиду малости спин-орбитального взаимодействия это справедливо при не очень малых полях E, когда штарковское расщепление оказывается значительно больше величины тонкой структуры, см. *Атом*), то при заданном n совпадают уровни с $l = 0, 1, 2, ..., n-1$, обладающие разл. чётностью (чётные уровни с $l = 0, 2, 4, ...$ и нечётные уровни с $l = 1, 3, 5, ...$). В электрич. поле нарушается сферич. симметрия атома, исчезает его центр симметрии, с отражением в к-ром связано деление уровней энергии на чётные и нечётные, квантовое число l теряет свой смысл и происходит смешение состояний разл. чётности, что приводит, согласно квантовой механике, к линейному Ш. э. Квантовомеханич. задача проще всего решается в т. н. параболических координатах, при введении к-рых состояния атома характеризуются параболическими квантовыми числами $n_1 = 0, 1, 2, ..., n-1$ и $n_2 = 0, 1, 2, ..., n-1$. Разность этих квантовых чисел $n_1 - n_2$ входит в ф-лу, определяющую линейное расщепление уровня с заданным n:

$$\Delta\mathscr{E} = A_0 n (n_1 - n_2) E,$$

где A_0 — постоянная. Расщепление симметрично и происходит на $2n-1$ подуровней с расстояниями $A_0 nE$ между ними. Переходы между подуровнями двух комбинирующих уровней энергии дают симметричную картину расщепления спектральных линий, как и при эффекте Зеемана.