

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 4, стр. 212 – 215

20 февраля 1973 г.

УСКОРЕНИЕ АТОМОВ СТАЦИОНАРНЫМ ПОЛЕМ

А. П. Казанцев

В работе рассматривается специальная конфигурация резонансного поля, в котором на атом действует постоянная в пространстве сила. Возбужденный атом при этом можно разогнать до энергии в 1 эв. Рассмотренный эффект может быть использован для пространственного разделения возбужденных и невозбужденных атомов в атомном пучке.

В сильном резонансном поле на атом действует значительная сила – порядка $10^2 + 10^3$ эв/см. Эта оценка следует из общей формулы для силы F , действующей на дипольный момент атома p в неоднородном поле E

$$F = p \nabla \overset{*}{E} + \text{к. с.} \quad (1)$$

если положить $p \sim 1$ дебай, волновое число $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $E \sim 3 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6 \text{ эв/см}$. Формула (1) записана в резонансном приближении, частота поля и дипольного момента отсчитываются от частоты рабочего перехода.

В квазистационарном поле индуцированный дипольный момент адабатически следует за полем и сила (1) принимает вид

$$F = \nabla \langle \overset{*}{H} \rangle \quad (2)$$

где $\overset{*}{H} = \overset{*}{dE} + \text{э. с.}$ – гамильтониан взаимодействия электрона с резонансным полем, $\langle \overset{*}{d} \rangle = p$.

В обычных условиях действие этой силы не проявляется, т. к. она осциллирует на длине волны. Если, однако, взять поле в виде равномерно-ускоренной синусоиды, то захваченные атомы будут иметь ускорение, пропорциональное $\dot{\omega}$ – скорости изменения частоты поля [1]. При достаточно большом значении $\dot{\omega}$ эффект ускорения таков, как если бы сила F была постоянна в пространстве. Так что, например, атом водорода за 10^{-7} сек можно разогнать до 1 кэв.

Сила (1) действует только на возбужденные, резонансные атомы. Поэтому ее можно использовать для пространственного разделения возбужденных атомов и атомов в основном состоянии подобно тому, как это делается в мазере на пучке молекул аммиака. При этом речь может идти о получении инверсной заселенности по отношению к основному состоянию и генерации в фиолетовой или ультрафиолетовой области спектра.

Для такого разделения возбужденному атому в пучке достаточно передать поперечный импульс порядка теплового. С этой точки зрения было бы полезно изучить другие возможные механизмы ускорения, не связанные с импульсным ускорением захваченных атомов.

В работе Ашкина [2] для резонансного ускорения атомов предлагается использовать световое давление. В этом случае атом за время жизни получает импульс резонансного фотона. Пондеромоторная сила (1) превышает силу светового давления в dE/\hbar раз, где τ – время жизни атома. В сильном поле этот параметр может быть очень большим.

Представляет интерес рассмотреть возможность ускорения атомов стационарным полем. Ясно, что это возможно только в том случае, когда сила не имеет вида (2), т. е. нарушается адиабатическое приближение. Ниже рассматривается простой пример такой конфигурации поля, в которой эффективная сила оказывается знакопредetermined на расстоянии много большем длины волны, и оценивается возможный эффект ускорения.

В поле вида

$$E = E_0(x) + E_1(x, y) e^{i\omega_1 t}; \quad E_1 \ll E_0, \quad (3)$$

$$E_0(x) = E_0 \cos kx$$

работу в основном производит сильное резонансное поле

$$F = 2p_0 \nabla E_0(x) \quad (4)$$

где p_0 – значение дипольного момента в начальный момент времени. Пользуясь аналогией с магнитным моментом, можно сказать, что p_0 представляет собой сохраняющуюся компоненту, направленную вдоль эффективного магнитного поля, роль которого играет величина $E_0(x)$. Затуханием p_0 из-за спонтанного излучения можно пренебречь, если время затухания достаточно велико, порядка 10^{-7} сек.

Частота атомной прецессии $\omega(x) = 2dE_0(x)$, где d – матричный элемент дипольного момента перехода, изменяется с координатой и составляет величину порядка $10^{12} + 10^{13}$ Гц. Допплеровская частота $kv_0 \sim 10^9$ Гц (v_0 – начальная скорость атома).

Таким образом время прохождения расстояния в половину длины волны, на котором сила (4) имеет постоянный знак, на три – четыре порядка больше периода прецессии. Поэтому имеется возможность изменить знак сохраняющейся компоненты дипольного момента p_0 примерно в том месте, где происходит смена знака $\nabla E_0(x)$. Это можно осуществить с помощью слабого резонансного поля $E_1(x, y)$, которое

мы выберем в виде

$$E_1(x, y) = E_1 e^{i \Delta k y} \cos(kx + \pi/4) \quad (5)$$

$$\omega_1 = \omega(x_2), \quad kx_2 = -\pi/4 \quad (6)$$

Резонансные условия легко понять с помощью рис. 1, на котором сплошной линией обозначена локальная частота прецессии $\omega(x)$, а пунктирной линией — $|E_1(x, y)|$.

В точке $x = x_2$ атом проходит через резонанс (6). Если при этом выполняется условие

$$dE_1 \gg \sqrt{\hbar k v dE_0}, \quad (7)$$

то мы будем иметь дело с медленным прохождением через резонанс. В этом случае при прохождении точки x_2 p_0 изменяет знак независимо от фазы поля и осциллятора [2 – 4].

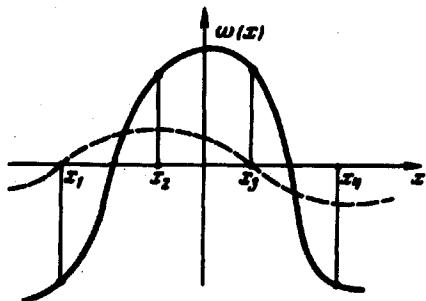


Рис. 1

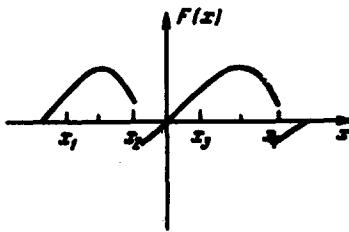


Рис. 2

При $x = x_3$ частота прецессии $\omega(x_3)$ и частота сигнала также совпадают, но при этом амплитуда E_1 обращается в нуль. В этом случае мы имеем дело с быстрым прохождением через резонанс и p_0 не изменяется. Следующее изменение знака p_0 происходит только при $x = x_4$.

Схематическое изображение силы показано на рис. 2. В точках x_2 и x_4 сила терпит разрыв, в действительности ширина переходной области порядка $2\pi E_1 / kE_0$. Таким образом, при прохождении длины волны энергия атома изменяется на величину

$$U = 8p_0 E_0 \cos \pi/4. \quad (8)$$

Оценим теперь число пройденных длин волн N , при котором происходит нарушение сделанных предположений. Ограничение на N возникает из-за того, что при прохождении через резонанс имеются малые изменения p_0 , зависящие от фазы поля и атома. При быстром прохождении через резонанс эти поправки порядка E_1/E_0 . Учитывая случайный характер этих поправок, можно оценить число шагов, при котором p_0 изменится на величину порядка единицы, как $N = (E_0/E_1)^2$.

При медленном прохождении через резонанс поправки, зависящие от случайных фаз, имеют порядок $e^{-\sqrt{v_{max}/v}}$, где $v_{max} = dE_1^2/kE_0$.

Ввиду резкой зависимости от скорости можно приближенно считать, что случайные поправки к E_0 становятся существенными при $v \approx v_{max}$. С другой стороны, при значительном ускорении $v = \sqrt{2NU/M}$, где M – масса атома. Отсюда находим оптимальное значение сигнала

$$E_1 \approx E_0 \left[\frac{(\hbar k)^2}{2MdE_0} \right]^{1/16} \quad (9)$$

при котором атом проходит ускоряясь максимальное число длин волн

$$N_{max} \approx \left[\frac{2MdE_0}{(\hbar k)^2} \right]^{1/3}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что ускорение более эффективно для тяжелых частиц с помощью длинноволнового поля. Конечная энергия атома NU не зависит от начальной скорости. Однако, формулу (10) удобно также записать в виде:

$$N_{max} \approx \left(\frac{dE_0}{\hbar k v_0} \right)^{2/3} \eta^{-1/3}, \quad (11)$$

где $\eta = 2U/Mv_0^2$.

В сильном поле $U \sim 10^{-2}$ эв, так что $\eta^{1/3} \approx 1$ при энергиях, соответствующих комнатным температурам. Параметр $dE_0/\hbar k v_0 \sim 10^3$, так что $N_{max} \sim 10^2$, а конечная энергия атомов порядка 1 эв.

Вместо поля E_1 , которое меняет фазу диполя на π , можно использовать серию π -импульсов, настроенных на максимальную частоту прецессии $\omega(x)$. В этом случае те атомы, которые проходят пучность сильного поля, в присутствии π -импульса малой длительности также изменят фазу диполя на π , и их энергия при прохождении длины волны изменится на dE . Ускорение при этом носит стохастический характер. Даже если предположить, что атом только один раз может изменить свою энергию на dE , то этого может быть достаточно для выхода возбужденного атома из атомного пучка.

Наконец, когда атом пересекает узкий световой пучок, интенсивность которого промодулирована во времени, его энергия также может измениться на величину порядка dE . Для этого достаточно, чтобы период модуляции был порядка времени пролета.

В заключение автор благодарит В.М.Файна за полезное обсуждение.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 января 1973 г.

Литература

- [1] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, 63, 1628, 1972.
- [2] A. Ashkin. Phys. Rev. Lett., 25, 1321, 1970.
- [3] Н.М.Померанцев, В.М.Рыжков, Г.В.Скроцкий. Физические основы квантовой магнитометрии, Наука, 1972.
- [4] В.Н.Байер, УФН, 105, 441, 1971.