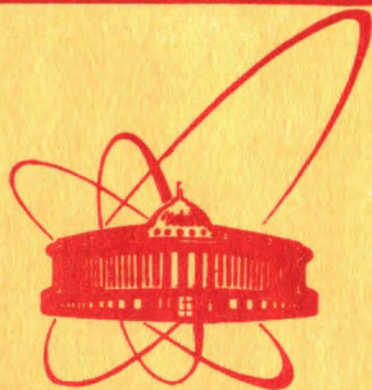


80-103

9/vi-80



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2422 / 2-80

P4-80-103

В.К.Игнатович

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ РЕШЕНИЯ
УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
В СРЕДАХ С АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Направлено в ЖЭТФ

1980

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы указать на возможные состояния электромагнитного поля, при которых фотоны оказываются локализованными в ограниченной области пространства. Рассмотрено три возможных типа локализации: полное отражение от вещества при любых углах падения; полное внутреннее отражение в ограниченном интервале углов при наличии сильной электрострикции; волновой пакет фотонов. Для локализации необходимы определенные дисперсионные свойства вещества и большая плотность фотонов. При обсуждении всех трех возможностей полезно иметь образ локализованных состояний фотонов. Таким образом (и только образом) может служить шаровая молния. Рассмотрим теперь последовательно все три типа локализации.

ПОЛНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ ВСЕХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ

Этот тип локализации тесно связан с вопросом хранения ультрахолодных нейтронов (УХН) в закрытых сосудах ^{1/}. Хранение УХН возможно потому, что вещество для нейтронов представляется потенциальным барьером высоты $(\hbar^2/2m)u$, где m — масса нейтрона, $u = 4\pi N_0 b$, N_0 — число атомов вещества в единице объема, а b — амплитуда упругого когерентного рассеяния нейтрона на ядрах вещества. Нейтронная волна, падающая на поверхность вещества, расщепляется на прошедшую (преломленную) и отраженную, причём амплитуда отраженной волны равна

$$(\kappa_{\perp} - \kappa'_{\perp}) / (\kappa_{\perp} + \kappa'_{\perp}), \quad (1)$$

где κ_{\perp} — нормальная компонента волнового вектора, а $\kappa'_{\perp} = \sqrt{\kappa_{\perp}^2 - u}$ — нормальная компонента волнового вектора



внутри вещества. Если $k_{\perp}^2 < u$, то отражение является полным; чтобы оно было полным при любых углах падения, должно выполняться условие $u > k_{\perp}^2$.

Фотонная волна, падающая на границу вещества, тоже расщепляется на преломленную и отраженную, причем, если фотон поляризован перпендикулярно плоскости падения, то амплитуда отраженной волны имеет тот же вид (1), что и для УХН, а если фотон поляризован параллельно плоскости падения, то амплитуда отражения отличается от (1) тем, что перед k_{\perp} и в числителе и знаменателе стоит n^2 , где n — показатель преломления.

Величина k'_{\perp} для фотонов имеет вид $\sqrt{k_{\perp}^2 - (1-n^2)k^2}$, и потому полное отражение при всех углах падения возможно только при $n^2 < 0$. Условие $n^2 < 0$ может быть выполнено вблизи резонансов*. Это нетрудно показать, если учесть, что $n^2 = \epsilon(\omega)$ выражается через поляризуемость α одного атома. Согласно формуле Лоренц-Лорентца,

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi N_0 \alpha / (1 - 4\pi N_0 \alpha / 3). \quad (2)$$

Поляризуемость же атома записывается в виде ^{12/}:

$$\alpha = (e^2 / m_e) \sum_{k \neq 0} f_{ok} / (\omega_{ko}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma), \quad (3)$$

где e — заряд электрона, m_e — его масса, $\omega_{kl} = \omega_k - \omega_l$ — уровни электрона в атоме, Γ — ширина линии перехода, а f_{kl} — сила осциллятора для перехода $\omega_k \rightarrow \omega_l$

$$f_{kl} = (2m_e / \hbar^2) \hbar \omega_{kl} |d_{kl}|^2. \quad (4)$$

где d_{kl} — матричный элемент $\langle k | r | l \rangle$. Предположим, что вблизи первого перехода можно ограничиться одним слагаемым в выражении (3), тогда, обозначив $4\pi N_0 e^2 f_{01} / 3m_e = \tilde{\omega}^2$, а $\omega_{01}^2 = \omega_0^2$, перепишем выражение (2) в виде

* $n^2 < 0$ выполняется также при отражении от металлов. Этот факт, а также аналогию между физикой УХН и оптикой отметил И.М.Франк ^{11,12/}.

$$n^2 = 1 + 3\tilde{\omega}^2 / (\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 - \omega^2), \quad (5)$$

откуда следует, что $n^2 < 0$ при $\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + 2\tilde{\omega}^2$. В выражении (5) было пренебрежено шириной Γ . Это пренебрежение допустимо, ибо Γ характеризует скорость затухания начального состояния, которую можно вычислить непосредственно после того, как начальное состояние найдено. В физике УХН, например, аналогом Γ является $\text{Im} b$, которая, как показывают вычисления, основанные на первоначально действительной амплитуде b , должна содержать сечения поглощения и неупругого рассеяния и не должна содержать сечений упругих процессов.

Представим себе, что при нормальных условиях внутри газа, молекулы которого обладают резонансной частотой ω_0 , образовалась полость, заполненная фотонами с частотами, лежащими в интервале $\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + 2\tilde{\omega}^2$. Тогда такое образование будет стабильным, если излучение будет выталкивать атомы и создавать давление, уравновешивающее давление газа. Если плотность фотонов обозначить $N_{0\gamma}$, то давление их можно записать в виде $P_{\gamma} = (1/3)N_{0\gamma}\hbar\omega$. Чтобы это давление уравновешивало газовое, необходимо иметь $N_{0\gamma}\hbar\omega/3 = N_0 k_B T$, т.е. примерно $N_{0\gamma} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Заметим, что в лазере мощностью 100 МВт и поперечным сечением пучка 1 см² при длине волны 1,9 мкм плотность фотонов составляет $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Посмотрим теперь, как действуют фотоны в полости на индивидуальные атомы газа. Оказывается, что в выбранном интервале частот излучение будет выталкивать атомы, находящиеся в основном состоянии, и втягивать в себя атомы в возбужденном состоянии. То, что действие на атомы в возбужденном и невозбужденном состояниях будет различно, следует из выражения (4) для силы осциллятора, которое имеет разный знак для разных направлений перехода. Энергия взаимодействия атома с полем равна $-dE = -\alpha E^2$, или, с учетом резонанса

$$-(e^2 f_{01} / m_e) N_{\gamma 0} \cdot 8\pi \hbar \omega / (\omega_0^2 - \omega^2) = [18\tilde{\omega}^2 / (\omega_0^2 - \omega^2)] k_B T.$$

и в рассматриваемой области частот имеет величину $> k_B T$. Знаменатель в этом выражении будет отрицательным, а числитель — отрицательным для невозбужденных и положительным — для возбужденных атомов.

Поскольку возбужденные атомы втягиваются в полость, то возникает вопрос — до какой плотности они могут в ней накапливаться. Пусть эта плотность равна N_+ , тогда взаимодействие с одним атомом нужно писать исходя из того, что в совокупности атомов поляризуемость одного атома дается формулой Лоренц-Лорентца $\tilde{\alpha} = a / (1 - 4\pi N_+ a / 3)$, т.е. энергия взаимодействия одного возбужденного атома с полем равна

$$-dE = -18\tilde{\omega}^2 / (\omega_0^2 + |\tilde{\omega}_+^2| - \omega^2), \quad (6)$$

где $|\tilde{\omega}_+^2| = 4\pi N_+ e^2 |f_{01}| / 3m_e$. Чтобы энергия была отрицательной, т.е. поле действовало бы на атом притягивающе, необходимо выполнение условия $\omega_0^2 + |\tilde{\omega}_+^2| < \omega^2$, которое и накладывает ограничение на плотность возбужденных атомов.

Рассмотрим вопрос о времени жизни такого образования. Так же, как и в физике УХН, время жизни T определяется временем пробега между двумя соударениями со стенкой t_0 и коэффициентом потерь μ при одном соударении со стенкой: $T = t_0 / \mu$. Для вычисления необходимо рассмотреть все процессы утечки фотонов. Наиболее важным, казалось бы, является поглощение фотона, в результате которого атом переходит в возбужденное состояние. Однако при большом числе фотонов N_γ в полости излучение вынуждает атом (вероятность пропорциональна N_γ) отдать фотон той же самой частоты. Поэтому резонансный захват представляет собой всего лишь упругое рассеяние. Возбужденный атом может передать свою энергию и кинетическим степеням свободы при соударении с другим атомом ("резонансное тушение"). Однако благодаря большому количеству уже имеющихся фотонов индуцированное излучение подавляет все остальные каналы потери энергии возбуждения. Может оказаться, что останется единственный открытый канал утечки фотонов из полости — это комптоновское рассеяние квантов на отдельном атоме, при котором фотон передает

атому энергию $(\hbar\omega)^2 / Mc^2 \approx 10^{-10}$ эВ. Сталкиваясь с атомами, фотон постепенно теряет свою энергию и выходит из указанного выше диапазона частот. Для того, чтобы выйти из этого диапазона, смещение частоты должно достичь 0,1 эВ, т.е. фотон должен испытать около 10^9 столкновений со стенками полости и, соответственно, время жизни увеличивается до секунды. Оно может стать еще большим, если снаружи имеется приток возбужденных атомов, которые подпитывают полость фотонами. Интересно отметить, что если такой шар образовался в атмосфере, то он будет двигаться в том направлении, откуда идет подпитка, и под действием выталкивающей силы — вверх.

Рассмотрим энергию такого образования. Если полость не содержит возбужденных атомов, то энергия равна $N_\gamma \hbar \omega V$, где V — объем полости. При радиусе 10 см эта энергия составляет около 600 Дж. Пусть теперь в окружающем пространстве имеется 3% возбужденных атомов. Тогда их поток на поверхность сферы составляет 10^{25} с, и если энергия возбужденного состояния равна 1 эВ, то это эквивалентно увеличению энергии полости на 1 МДж/с.

Окончание существования такого образования может произойти постепенно, если прекращается подпитка, либо путем "схлопывания", если образуется канал, по которому излучение из полости выходит наружу.

Мы рассмотрели область частот $\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + 2\tilde{\omega}^2$, однако $p^2 < 0$ имеет место и в области частот $\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 < \omega^2 < \omega_0^2$. В этой области, однако, излучение не выталкивает невозбужденный атом, но выталкивает возбужденный. Внутри полости газ будет иметь такую плотность N_{in} , при которой $\omega^2 < \omega_0^2 - \tilde{\omega}_{in}^2$. Это можно определить аналогично тому, как выше находилась плотность возбужденных атомов. Таким образом, в данном случае будет перепад давлений нормального газа внутри и снаружи полости.

При большой плотности фотонов имеют место нелинейные эффекты. Однако в данном контексте они приводят только к небольшому дополнительному сдвигу энергетических уровней^{14/}.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПРИ ПОЛНОМ ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ

При $n^2 > 0$, но при $n^2 < 1$, отражение является полным только для ограниченной области углов, когда $k_{\perp}^2 / k^2 = \cos^2 \theta < 1 - n^2$, где θ - угол падения. Если $n^2 > 1$, то полного отражения нет ни при каких углах падения. Однако, если свет падает на границу раздела изнутри вещества, то он снова может испытывать полное отражение, ибо амплитуда внутреннего отражения, когда фотон поляризован перпендикулярно плоскости падения, дается той же формулой (1), где k_{\perp} - нормальная компонента волнового вектора внутри среды, а $k'_{\perp} = \sqrt{k_{\perp}^2 - (1 - 1/n^2)k^2}$ - снаружи.

Представим себе, что внутри газа образовалась область с повышенной плотностью и большим числом фотонов. Если частота резонансного перехода газовых молекул равна ω_0 , а частота фотонов ω удовлетворяет соотношению $\omega^2 \lesssim \omega_0^2 - \tilde{\omega}^2$, то n^2 в этой области будет велико, и те фотоны, которые распространяются под скользящими углами к границе области, будут испытывать полное внутреннее отражение (мы для простоты считаем, что снаружи $n^2 = 1$). На первый взгляд кажется, что область повышенного давления рассосется, $\tilde{\omega}^2$ упадет, граница между внутренней и внешней областями согреется, и фотоны разлетятся во все стороны. На самом деле это не так, ибо вещество представляет для фотонов как бы потенциальную яму, и фотоны при достаточно большом их числе сами удерживают эту яму.

Чтобы пояснить это утверждение, вернемся снова к физике УХН. Известно, что нейтроны в принципе можно хранить не только в вакуумной полости, окруженной отражающими стенками, но и внутри вещества, если амплитуда когерентного рассеяния отрицательна и вещество по отношению к нейтронам представляет собой потенциальную яму. При этом полная энергия нейтронов может быть отрицательной, и они будут испытывать полное внутреннее отражение при всех углах падения на границу раздела. Нейтроны, однако, не хранятся внутри вещества, т.к. они обычно очень интенсивно поглощаются ядрами.

Но известны другие частицы, которые хранятся внутри вещества, и этими частицами являются электроны. Взаимодействие электронов с веществом также можно описать потенциалом $(\hbar^2/2m_e)u$, где m_e - масса электрона, $u = 4\pi N_0 b$, а b - длина рассеяния на одном атоме. Если b положительно, то вещество отталкивает электроны. Ярким примером вещества, отталкивающего электроны, служит гелий. Благодаря такому отталкиванию возможно хранение ультрахолодных электронов на поверхности жидкого гелия^{3/}. Но большинству веществ все же свойственно притяжение электронов, т.е. b отрицательна. Именно этим и определяется работа выхода. Интересно, однако, отметить, что электрон не только хранится внутри вещества, но и сам сжимает его. Действительно, если электрон находится в потенциальной яме $(\hbar^2/2m_e)4\pi N_0 b$, то при расширении вещества N_0 - плотность атомов падает, дно потенциальной ямы поднимается и уровень энергии электрона повышается, что энергетически невыгодно. Один электрон создает малую сжимающую силу, а если их много, то эта сила может стать вполне заметной. Оценим, например, стягивающую силу, создаваемую электронами внешней оболочки одновалентного металла. Полная потенциальная энергия всех электронов в куске металла объема V равна $W = (\hbar^2/2m_e)4\pi N_0^2 b V$, и потому сила отрицательного давления равна $P = dW/dV = -(\hbar^2/2m_e)u N_0$. Полагая $N_0 = 10^{23}$ см⁻³, получаем величину порядка модуля Юнга 10^7 н/см², при условии, что длину рассеяния b можно положить равной радиусу атома, т.е. 10^{-8} см.

Аналогичное стягивание вещества свойственно и фотонам, хотя фотоны и не могут иметь полной энергии меньше нуля из-за отсутствия у них массы. Стягивание вещества в данном случае лучше всего понять исходя из того, что потенциальная энергия взаимодействия атома с излучением, описываемая формулой $-dE$, оказывается очень большой и отрицательной. Действительно, пользуясь формулой Лоренц-Лорентца, получаем

$$-dE = -\tilde{a} E^2 = -\frac{8\pi (e^2/m_e) f_{01} N_0 \hbar \omega}{\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 - \omega^2}, \quad (7)$$

откуда видно, что при достаточно большой плотности фотонов $N_{0\gamma}$ потенциал притяжения может стать сколь угодно большим. Однако плотность вещества при этом ограничивается условием $\tilde{\omega}^2 < \omega_0^2 - \omega^2$.

Итак, представим себе, что мы имеем две области пространства, разделенные резкой сферической поверхностью, так что внутри этой области плотность фотонов и вещества велики, а снаружи малы. Запишем уравнение для векторного потенциала A_μ в виде

$$[\Delta + \omega^2/c^2 + \Pi(\omega)] A_\mu. \quad (8)$$

$\Pi^2 \omega^2/c^2$ представлено в виде $\omega^2/c^2 + \Pi(\omega)$, где $\Pi(\omega)$ — поляризационный оператор, который снаружи будем считать равным нулю. Будем искать решение этого уравнения в виде $A_\mu \sim Y_{\ell m} R_{\ell m}(r)/r$ (вообще говоря векторный потенциал правильнее описывать шаровыми векторами, а не шаровыми функциями, но в данном случае это принципиально, и может только усложнить рассуждения, не меняя их по существу). Тогда для $R_{\ell m}(r)$ мы получим одномерное уравнение

$$[d^2/dr^2 + \omega^2/c^2 + \Pi(\omega) - \ell(\ell+1)/r^2] R_{\ell m} = 0, \quad (9)$$

которое эквивалентно уравнению движения для частицы, движущейся в потенциале, указанном на рисунке. Это уравнение по своей структуре ничем не отличается от нерелятивистского уравнения Шредингера, и потому для

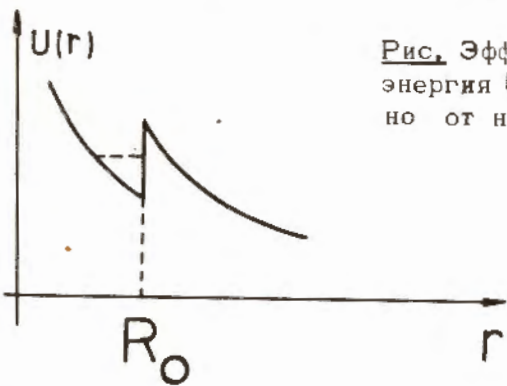


Рис. Эффективная потенциальная энергия $\ell(\ell+1)/r^2 - \Pi(\omega)$ различно от нуля при $r < R_0$.

него справедливо обычное квазиклассическое условие квантования

$$\int_{r_1}^{R_0} \sqrt{\omega^2/c^2 + \Pi(\omega) - \ell^2/r^2} dr = \int_{r_1}^{R_0} \sqrt{\epsilon(\omega)\omega^2/c^2 - \ell^2/r^2} dr = 2\pi k, \quad (10)$$

где $r_1 = \ell c/\omega \sqrt{\epsilon(\omega)} = \ell \lambda/h$, а λ — длина волны в пустоте. Условие квантования задает соотношение между различными параметрами, например, можно считать, что оно задает радиус R_0 при фиксированной частоте ω . Из соотношения (10) непосредственно следует соотношение

$$\sqrt{1-x^2}/x - \arccos x = 2\pi k/\ell; \quad x = r_1/R_0 < 1, \quad (11)$$

откуда вытекает, что при малых k (рассмотрим, например, наименьшее состояние с $k=1$), радиус R_0 по порядку величины совпадает с r_1 при всех ℓ , и потому, если мы хотим получить радиус образования R_0 — макроскопических размеров, то должны выбирать очень большие ℓ . Пусть $R_0 = r_1 = 10$ см, тогда при $\lambda = 10^{-4}$ см, ℓ должно быть порядка 10^5 . При этом для R_0 получаем выражение

$$R_0 \approx r_1 [1 + (3\pi/\sqrt{2}\ell)^{2/3}], \quad (12)$$

т.е. фактически в данном состоянии фотоны заполняют только узкий слой толщины $\Delta R = r_1 (3\pi/\sqrt{2}\ell)^{2/3} = 10^{-2}$ см.

Рассмотрим теперь время жизни в таком состоянии. Будем считать, что фотонов так много, что все процессы, связанные с поглощением, подавлены индуцированным обратным испусканием, и единственным источником потерь является туннелирование фотонов сквозь потенциальный, т.е. центробежный барьер. Если вероятность туннелирования обозначить $\mathcal{P} = \exp(-\gamma)$, то время жизни можно оценить величиной $T = t_0/\mathcal{P}$, где t_0 — время пробега между двумя соударениями с барьером. Учитывая ширину слоя фотонов, можно время соударения оденить временем пробега расстояния, равного ширине слоя, т.е. $t_0 = 10^{-13}$ с. Чтобы время жизни всего образования было достаточно велико, примем, что $\gamma \approx 10^3$. Выясним, при каких условиях

это возможно. В квазиклассическом приближении величина γ определяется выражением

$$\gamma = 2 \int_{R_0}^{r_2} \sqrt{\ell^2/r^2 - \omega^2/\ell^2} dr = 2\ell \int_1^{r_2/R_0} \sqrt{x^2 - 1} dx/x^2, \quad (13)$$

где $r_2 = \ell c/\omega = \ell \kappa = n r_1$. Интегрирование приводит к соотношению

$$\gamma = 2\ell \{ \ln(x + \sqrt{x^2 - 1}) - \sqrt{x^2 - 1}/x \}; \quad x = r_2/R_0 = r_2/r_1 = n(\omega), \quad (14)$$

откуда непосредственно следует ограничение на коэффициент преломления $n(\omega) = (1/2) \exp[1 + \gamma/2\ell]$, которое отнюдь не является фантастическим. Причём небольшое увеличение n приводит к колоссальному увеличению времени жизни такого состояния.

Рассмотрим теперь упругие свойства фотонной оболочки. Для этого запишем полную потенциальную энергию всех атомов в оболочке. Пользуясь выражением (7), находим

$$W = -6 N_y \hbar \omega \cdot \tilde{\omega}^2 / (\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 - \omega^2). \quad (15)$$

Здесь N_y — полное число фотонов в оболочке. При увеличении $\tilde{\omega}^2$ числитель растет, а знаменатель убывает, т.е. вся энергия с ростом $\tilde{\omega}^2$ увеличивается по абсолютной величине. (Предполагаем, что $\tilde{\omega}^2$ пока не достигло предельного значения вблизи $\omega_0^2 - \omega^2$, при котором дальнейшее увеличение $\tilde{\omega}^2$ энергетически невыгодно). Поскольку $\tilde{\omega}^2$ пропорционально N_0 — числу атомов в единице объема, то увеличение $\tilde{\omega}^2$ может происходить за счёт уменьшения объема (допустим, что количество частиц, имеющих нужную резонансную частоту ω_0 , фиксировано, и все они уже собрались внутри оболочки). Уменьшение объема может происходить только путем уменьшения радиуса оболочки (толщина при этом фактически меняется мало). Эти рассуждения показывают, что представленная самой себе оболочка начнет сжиматься, т.е. ей присуще поверхностное натяжение. Если внутри оболочки имеется газ, то он будет сжиматься до тех пор, пока поверхностное натяжение не уравновесится внутренним давлением, причем результирующее давление пропорционально плотности

фотонов. Вокруг положения равновесия возможны колебания с частотой $\omega = \sqrt{(d^2 W/dr^2)/M}$, где M — масса всей оболочки. Если в момент образования оболочки произошло разделение зарядов так, что внутри оболочки оказались заряды одного знака, а снаружи — другого, то фотоны внутри оболочки предотвращают их аннигиляцию, т.к. отталкивают заряды обоих знаков. В результате может образоваться долгоживущий заряженный сферический конденсатор^{4/}, энергия которого достигает ~ 1 МДж при заряде 0,01 Кл. При разрыве оболочки происходит разряд и взрыв.

ВОЛНОВОЙ ПАКЕТ

Рассмотрим дисперсионное соотношение для фотонов в среде при наличии одного резонансного уровня

$$c^2 k^2 = n^2(\omega) \omega^2 = \omega^2 + 3\tilde{\omega}^2 \omega^2 / (\omega_0^2 - \tilde{\omega}^2 - \omega^2), \quad (16)$$

где было использовано выражение (5) для $n^2(\omega)$. При $\omega^2 \gg \omega_0^2 - \tilde{\omega}^2$ это выражение становится похожим на дисперсионное соотношение для свободных частиц с массой: $c^2 p^2 = E^2 - m^2 c^4$, где масса m равна $\sqrt{3\hbar\tilde{\omega}}/c^2 = 10^{-33}$ г при $\hbar\tilde{\omega} = 1$ эВ. Таким образом, фотон можно рассматривать как массивную частицу*, и как таковая, он может перемещаться в пространстве со сколь угодно малой скоростью. Неясно, можно ли рассматривать такую массу как гравитирующую, но как инерционную — можно.

Для массивной частицы можно записать нерелятивистское уравнение Шредингера:

$$[i\hbar \partial/\partial t + (\hbar^2/2m)\Delta] A_\mu = 0, \quad (17)$$

решение которого (для простоты мы опять пренебрежем векторностью фотона) можно искать в виде нерасплывающегося волнового пакета^{5/}, например, вида

*Принятое здесь определение массы фотона отличается от определения, использованного в работе П.М.Франка^{13/}

$$A \sim C \frac{\sin s |\vec{r} - \vec{v}t|}{s |\vec{r} - \vec{v}t|} \exp(i \vec{k} \vec{r} - i \omega t), \quad (18)$$

где C - нормировочная постоянная, \vec{v} - скорость пакета, $1/s$ - его размер, $k = m\vec{v}/\hbar$ и $\omega = (\hbar/2m)(k^2 + s^2)$. Функция (18) не является квадратично интегрируемой, и локализация ее зависит от чувствительности регистрирующего прибора. Например, пакет может представляться огненным шаром в той области пространства, где поле достаточно сильное, чтобы вызывать ионизацию и свечение газа. Интенсивность поля характеризуется нормировочной постоянной C . Движение пакета может определяться взаимодействием поля на хвосте функции с окружающими предметами.

Заметим еще, что дисперсионное уравнение (16) может иметь отрицательные решения $\omega^2 < 0$ при $\tilde{\omega}^2 > \omega_0^2$, т.е. при некоторых условиях электромагнитное поле в среде оказывается неустойчивым и может экспоненциально нарастать. Например, оно может нарастать за счет гравитационной энергии в звездах. Отрицательное решение $\omega^2 < 0$ существует и при учете ширины Γ в выражении (16).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К сожалению, пока ничего конкретного не удается сказать о том, как получить экспериментально указанные локальные состояния фотонов. По-видимому, можно сфокусировать внутрь вещества с хорошо выделенной линией перехода интенсивное электромагнитное излучение с частотой вблизи частоты перехода. При этом, если возникает светящийся сгусток (такие явления действительно наблюдались^{/6/}), то можно попытаться продлить его жизнь бомбардировкой возбужденными атомами. Представляется интересным посмотреть распределение возбужденных атомов в луче лазера, частота которого близка к частоте перехода атомов. Для этого может быть достаточно сканировать область внутри и вне луча лучом другого лазера, частота которого позволяет ионизовать возбужден-

ные атомы. Можно ожидать, что количество возбужденных атомов внутри и вне луча зависит от того, по какую сторону от резонанса находится частота первого лазера.

Рассмотренные здесь вопросы близки к тем представлениям, которые были изложены в связи с попытками объяснить природу шаровой молнии в работах П.Л.Капицы^{/7/} и Даусона и Джонса^{/8/}, но и отличаются от них. Эффект сжатия вещества в результате электрострикции в фотонном поле уже известен в явлении самофокусировки^{/9/}. Эффект втягивания возбужденных атомов полем лазерной волны был рассмотрен Ф.Х.Гельмухановым и А.М.Шалагиным^{/10/}. Однако они обратили внимание на втягивание по лазерному лучу и против него, вследствие отличия сечения рассеяния возбужденного и невозбужденного атома на атомах балластного газа. Помимо этого, должно существовать и втягивание или выталкивание возбужденных атомов поперек лазерного луча.

Автор приносит искреннюю благодарность за интерес и полезное обсуждение Б.В.Васильеву, В.И.Лушикову, М.И.Подгорецкому, А.В.Стрелкову, И.М.Франку, а также В.Г.Барышевскому за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1959, 36, с. 1852.
2. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. Мир, М., 1966, с. 261.
3. Шикин В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с. 335.
4. Charman W.N. Phys.Rep., 1979, 54, p. 261.
5. Игнатович В.К. ОИЯИ, РЗ-10650, Дубна, 1977; Foundations of Physics, 1978, 8, p. 565.
6. Сингер С., Природа шаровой молнии, Мир. М., 1973.
7. Капица П.Л. ДАН СССР, 1955, 101, с. 245.
8. Dowson G.A., Jones R.C. In: Planetary Electrodynamics, v. 2, eds. Coronity S.C., Hughes J., Gordon and Breach, N.Y., 1969, p. 191.
9. Аскарян Г.А. ЖЭТФ, 1962, 42, с. 1567.

10. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. ЖЭТФ, 1979, 77, с. 461.
11. Франк И.М. Природа, 1972, №9, с. 24. ; Сообщение на Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов, Будапешт, 1972.
12. Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7809, Дубна, 1975; В сб.: II Межд. школа по нейтронной физике, Алушта. ОИЯИ, ДЗ-7991, Дубна, 1974, с. 19.
13. Франк И.М. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с. 482.
14. Ритус В.И. Труды ФИАН СССР, 1979, 111, с.106.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1980 года.