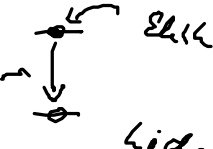


## 4.6.2.2 Fockzustand

- wenn klassisch Dipoldichte  $\langle p_{12} \rangle = 0$  und man Prozesse hat die durch spontane Emission dominiert  $f_2 = \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \neq 0$ ,  
stom gepumptes System, z.B. Halbleiterquantenpunkte, 

- $\langle p_{12} \rangle = 0 \Rightarrow \langle E \rangle \Rightarrow 0 \quad (\langle c \rangle \leftarrow \langle p_{12} \rangle)$   
"0"

- dh. die Intensität  $\sim$  Photonzahl (Kupfgröße)  $\neq 0$

$$\langle c^\dagger c \rangle = \underbrace{\langle c^\dagger \rangle \langle c \rangle}_{=0} + \langle c^\dagger c \rangle^c$$

- Suche Zustand  $\langle E \rangle = 0$ ,  $\langle c^\dagger c \rangle \neq 0$  im frei. Raum

eine mögliche Wahl ist ein Eigenzustand des Besetzungszahl-operators  $c^\dagger c$  zu wählen

$$c^\dagger c |u_0\rangle = u_0 |u_0\rangle$$

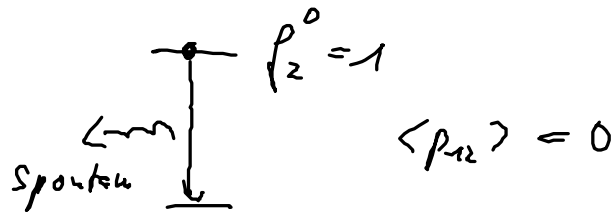
↑  
feste Photonzahl in  
bestimmtem Modus

## Bemerk.

a)  $|u_0\rangle$  wird Fockzustand bzw. Zustand fest Photonenzahl genannt; die Fluktuation von  $u$ ,  $\Delta u = 0$ , also fest Photonenzahl bei Messung.

b) Erzeugung typischerweise über Mehrniveausystem

Bsp Zwi-niveausystem



Kopiehl: 4.4.

$$u_0 = \left(1 - e^{-\Gamma_{\text{red}} t}\right) p_2^0 \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \underline{\underline{1}}$$

↑  
Photonenzahl (vervielfacht)

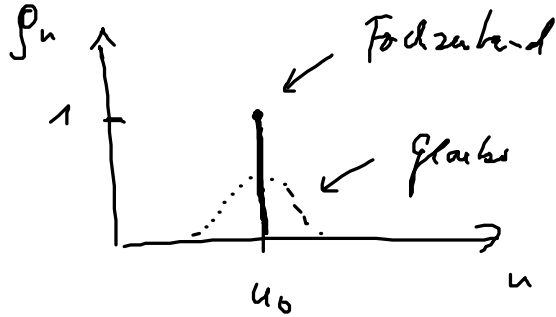
## Charakterist.

### (i) Photonverteilung.

$|u_0\rangle$  ist vorgegeben,  $|u_0\rangle = \sum_n c_n |u\rangle$

Wahrscheinlichkeit  
 $u$ -Photon zu finden

$$p_n = |c_n|^2 = \delta_{nn_0}$$



(ii) Photenzahl und Schwankung.

---

$$\langle n \rangle = \langle u_0 | \underbrace{c^\dagger c}_{u_0 | u_0 \rangle} | u_0 \rangle = u_0 \quad \text{Photon als Mittelwert}$$

$$\begin{aligned} \Delta n^2 &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \\ &= \langle u_0 | \underbrace{c^\dagger c c^\dagger c}_{u_0^2 | u_0 \rangle} | u_0 \rangle - u_0^2 = 0 \end{aligned}$$

Die Schwang. der Photenzahl ist Null.

(iii) Feld und Feldfluktuation

---

$$\langle E \rangle = \langle u_0 | i g_k \{ \vec{r} \} c(t) + \text{h.a.} | u_0 \rangle$$

$$\text{weil } \langle u_0 | u_0 \pm 1 \rangle = 0$$

Wahrscheinl. des Erwartungswert d. Felds.

$$\Delta E^2 = \langle E^2 \rangle$$

analyt. fl. ker



$$\langle E^2 \rangle = |\beta|^2 |g_k|^2 \langle u_0 | \underbrace{c c^\dagger + c^\dagger c}_{2c^\dagger c + 1} - \cancel{c^2 e^{-i2\omega t}} - \cancel{c^{\dagger 2} e^{i2\omega t}} | u_0 \rangle$$

(Boskonn. tats.)  
- Antisym.

$$= |\beta|^2 |g_k|^2 (2u_0 + 1) \approx \text{Fermi}$$

Obwohl  $\langle E \rangle = 0$  ist kein Totzustand im

Detektor weil gewisse Werte mit Fektheit detektiert werden.

"Erdling"

es gilt analog zu Unschärfe zw. Energie / Zeit

gilt es in Quantenoptik Unschärfe zw. Phase / Photonenzahl

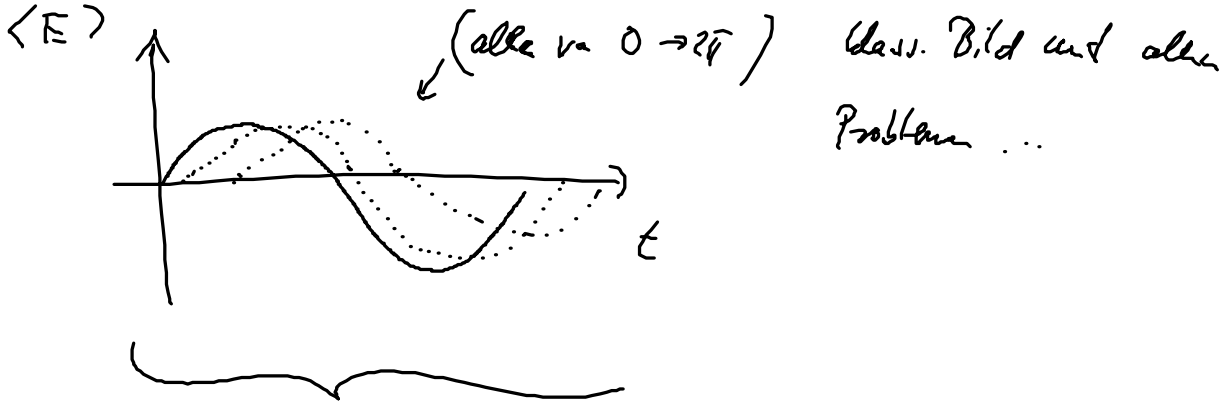
$$\left| \begin{array}{cc|c} \Delta \varphi & \Delta n & \geq \frac{1}{2} \end{array} \right|$$

Ford:

$$\begin{array}{ccc|c} \infty & \cdot & 0 & \geq \frac{1}{2} \end{array}$$

↗

∞ Phase schwach bedingt, dass alle Phase  $\varphi$  beibehalten wenn  $\Delta n = 0$ .



alle überlagern  $\rightarrow \langle E \rangle /_{\text{all } \phi_n} = 0$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\varphi} \rightarrow 0$$

### 46.3. Thermisches Licht

Statistik-VL : Schwarzkörperstrahlung / Plancksche Verteilung.

$\hat{=}$  Strahlungsfeld im Wärmebad (durch Temperatur  $T$  gekennzeichnet wird) "Einfluß der Umgebung"

$$\langle \hat{O} \rangle = \text{sp}(\hat{O} \rho)$$

$\uparrow$   
statistischer Operator

$\hat{H}_{\text{Strahlung}}$

$$P_k = \frac{1}{Z} e^{-\beta H_{\text{System}}} = \frac{1}{Z} e^{-\beta \hbar \omega c^\dagger c}$$

kanonisch  $\beta = 1/kT$

### Bemerkg.

a) chaotisch Licht: wenn durch eine Umgebung ( $T$ ) oder im Experiment viel Phasenränge gemischt werden, so nennt man das Resultat chaotisch Licht.

(nicht verwechseln mit Fockzustand!)

oder: chaotisch, wenn Intensitätsfluktuation  $>$  Glauberzustand ( $\Delta n^2 / \langle n \rangle$ )

b) thermisch Licht ist Licht in kanonischer Ensemble und ist ein Bsp. f. chaotisches Licht, ein weiteres Bsp. ist Licht der Gasentladung

c) wisse:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega} - 1} \quad \text{Bose verteilg.}$$

$$e^{\beta \hbar \omega} = \frac{\langle n \rangle + 1}{\langle n \rangle}$$

$\langle u \rangle$

d) Zustandssumme:

$$Z = \text{Sp} \left( e^{-\beta H_{\text{System}}} \right) = \sum_u \langle u | e^{-\beta \epsilon u} | u \rangle \quad (4)$$

$\sum_{\text{vollste Syte}} \langle i | \dots | i \rangle$   
 $\{i\}$

$$= \sum_{u=0}^{\infty} e^{-\beta \epsilon u} = \frac{1}{1 - e^{-\beta \epsilon}} \quad (\text{geometrische Reihe})$$

$$= \frac{e^{\beta \epsilon}}{e^{\beta \epsilon} - 1} = \frac{e^{\beta \epsilon} - 1 + 1}{e^{\beta \epsilon} - 1} = 1 + \langle u \rangle$$

Charakterisierung

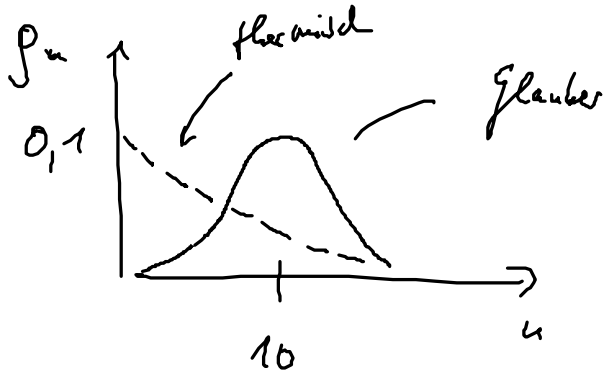
(i) Photonverteilung

$$p_u = \langle u | \rho | u \rangle = \frac{1}{Z} e^{-\beta \epsilon u} = \frac{1}{1 + \langle u \rangle} \left( \frac{\langle u \rangle}{\langle u \rangle + 1} \right)^u$$

Wahrscheinlichkeit System mit  $u$ -Photon vorzufinden

$$p_n = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}}$$

$\langle n \rangle + 1 > \langle n \rangle$ , daher  
abfallend Verteilung



$$\langle n \rangle = 10$$

(ii) Photonenzahl und Schwankung

$$\langle n \rangle = f(\tau)$$

$$\Delta n^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$$

$$\langle n^2 \rangle = \sum_n \langle n | \underbrace{c^\dagger c c^\dagger c}_{n^2} e^{-\hbar\omega\beta c^\dagger c} | n \rangle \frac{1}{Z}$$

$$= \frac{1}{Z} \sum_n n^2 e^{-\hbar\omega\beta n} = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2}{\partial (-\hbar\omega\beta)^2} Z = \langle n \rangle + 2\langle n \rangle^2$$

$$\boxed{\Delta n^2 = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2}$$

↑  
Glauberzustand



Fluktuation der Photonenzahl ist höher als beim festschen Zustand.

Mittelwert und Schwang. sind in der selben Größenordnung.

$$\Delta n \sim \langle n \rangle$$

sind also extrem stark schwachere in Vgl. zum Laser

$$\Delta n \sim \sqrt{\langle n \rangle}$$

### (iii) Feld

Der Erwartungswert des Felds verschwindet

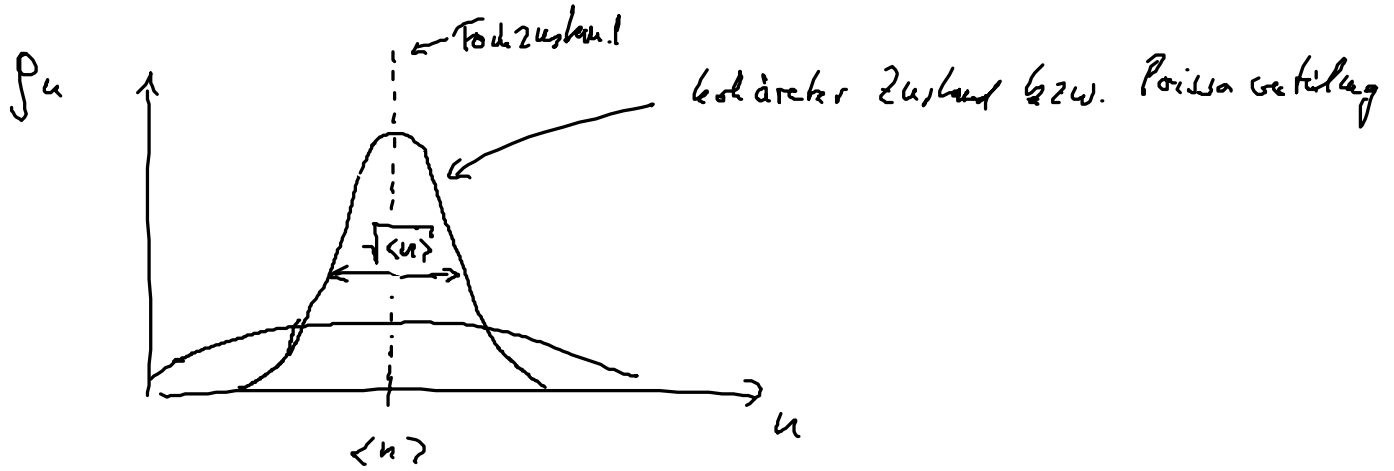
$$\langle E \rangle = \text{sp}(E \rho) = 0$$

↑  
immer ungerade Zahl v.  $e, e^+$  → immer:  $\langle u | u' \rangle = 0$

### 4.6.4. Ordnungprinzipien bei der Photonstatistik

#### 4.6.4.1. Aussagen über die Photonverteilung

$P_n$  - Wahrscheinlichkeit  $n$  Photonen zu finden wenn  
im Mittel  $\langle n \rangle$  Photonen vorliegen.



im allgemeinen wird alle anderen gemessene Verteilungen mit der Poissonverteilung verglichen:

wenn	{	$\Delta n < \sqrt{\langle n \rangle}$	<u>subpoisson Licht</u> / Verteilung (Fock) <sup>z.B.</sup>
		$\Delta n = \sqrt{\langle n \rangle}$	poissonartiges Licht (Laser)
		$\Delta n > \sqrt{\langle n \rangle}$	<u>superpoisson Licht</u> (thermisch) <sup>z.B.</sup>

Man kann sich Statistik an klassisch Felder mit  $\langle E \rangle \neq 0$

„simulieren“ außer subpoisson-Licht.

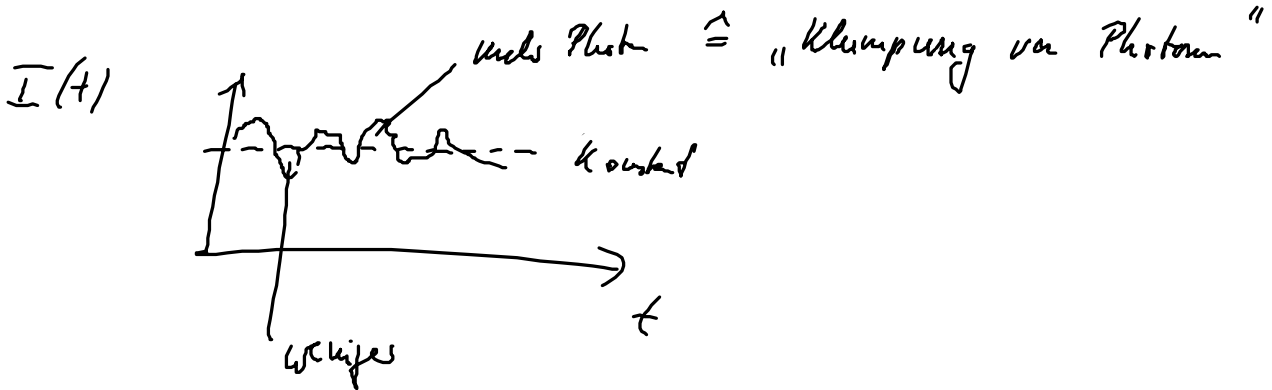
Subpoisson Licht heißt nicht klassisches Licht.

- $p_n$  ist schwer zu messen.
- alternativ kann man Intensitätskorrelationen vermessen im Exp.:

Hausburg Brown - Twiss Experiment

# (HBT)

damit kann man Klumpungseigenschaften der Intensität messen:



## Ziel der Untersuchung

	nicht geklumpert	antibunched light
• • • • •	↑	
••• •• ••• ••••	"wohlgeordnet" (Fockzustände)	$g^2(0) < 1$
•••• •••• ••••• •••••	geklumpertes Licht (thermisch)	bunched light $g^2(0) > 1$
••••• ••••• ••••• •••••	stochastisch (Laser)	$g^2(0) = 1$
man misst die Größe		$g^2(0)$